

Министерство образования и науки
Российской Федерации
Уральский государственный университет
им. А. М. Горького

Ф И З И К А К О С М О С А

Труды 40-й Международной
студенческой научной конференции

Екатеринбург

31 января — 4 февраля 2011 г.

Екатеринбург
Издательство Уральского университета
2011

УДК 524.4
Ф 503

Печатается по решению
организационного
комитета конференции

Редколлегия:

П. Е. Захарова (ответственный редактор), Э. Д. Кузнецов, А. Б. Островский, С. В. Салий, А. М. Соболев (Уральский государственный университет), К. В. Холшевников (Санкт-Петербургский государственный университет), Б. М. Шустов (Институт астрономии РАН)

Физика Космоса: Тр. 40-й Международ. студ. науч. конф., Екатеринбург, 31 янв. — 4 февр. 2011 г. — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2011. — 400 с.

ISBN 978-5-7996-0578-0

В сборнике представлены доклады и сообщения студенческой научной конференции, которая ежегодно проводится в Астрономической обсерватории Уральского государственного университета. Цель конференции — обобщить достижения в области астрономии и астрофизики и способствовать формированию молодых исследователей. Также представлены материалы присоединенного семинара «Перенос излучения и спектры объектов межзвездной среды».

Сборник предназначен для профессиональных астрономов и физиков, студентов и аспирантов соответствующих специальностей.

УДК 524.4

ISBN 978-5-7996-0578-0

© Уральский государственный
университет, 2011

ФИЗИКА КОСМОСА
40-я МЕЖДУНАРОДНАЯ СТУДЕНЧЕСКАЯ
НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

Организаторы

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Международная общественная организация
«АСТРОНОМИЧЕСКОЕ ОБЩЕСТВО»

УРАЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
Кафедра астрономии и геодезии
Астрономическая обсерватория

31 января — 4 февраля 2011 г.

Екатеринбург, Россия

Научный организационный комитет:

К. В. Холшевников (председатель, Санкт-Петербургский государственный университет), П. Е. Захарова (Уральский государственный университет), Д. З. Вибе (Институт астрономии РАН), И. И. Зинченко (ИПФ РАН), Э. Д. Кузнецов (Уральский государственный университет), В. В. Орлов (НИАИ СПбГУ), А. Б. Островский (Уральский государственный университет), М. Е. Прохоров (ГАИШ МГУ), А. М. Соболев (Уральский государственный университет), К. И. Чурюмов (Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко), Б. М. Шустов (Институт астрономии РАН)

Жюри конкурса студенческих научных работ

К. В. Холшевников (председатель, Санкт-Петербургский государственный университет), Р. А. Voley (Институт астрономии общества Макса Планка, Германия), Д. З. Вибе (Институт астрономии РАН), В. В. Орлов (Научно-исследовательский астрономический институт СПбГУ), А. Б. Островский (Уральский государственный университет).

Финансовая поддержка

Российский фонд фундаментальных исследований

Отдел по делам молодежи администрации Октябрьского района
г. Екатеринбурга

Уральский государственный университет им. А. М. Горького

Программа конференции

Место проведения — Астрономическая обсерватория Уральского государственного университета.

Открытие конференции		Ауд. № 15
31 января, понедельник	15.00	
Пленарные заседания		Ауд. № 15
31 января, понедельник	15.30—19.00	
1 февраля, вторник	10.00—13.00, 14.30—19.00	
2 февраля, среда	10.00—13.00, 14.30—19.00	
3 февраля, четверг	14.30—19.00	
Семинар «Физика звезд»		Ауд. № 10
1 февраля, вторник	10.00—12.45	
Семинар «Физика звездно-газовых систем»		Ауд. № 10
1 февраля, вторник	14.30—18.15	
Семинар «Небесная механика и околоземная астрономия»		Ауд. № 10
2 февраля, среда	10.00—11.15	
Стендовые доклады		Холл
3 февраля, четверг	11.00—13.00	
Заккрытие конференции		Ауд. № 15
3 февраля, четверг	20.30	

31 января, понедельник, ауд. 15

П Л Е Н А Р Н Ы Е З А С Е Д А Н И Я

15.00—15.30 ОТКРЫТИЕ КОНФЕРЕНЦИИ (выступления президента Уральского университета В. Е. Третьякова, председателя научного организационного комитета конференции К. В. Холшевникова, директора Астрономической обсерватории П. Е. Захаровой)

Председатель Константин Владиславович Холшевников,
д-р физ.-мат. наук

15.30—16.15 Борис Михайлович Шустов (чл.-корр. РАН,
Институт астрономии РАН)
Первые звезды.

16.15—17.00 Дмитрий Зигфридович Вибе (д-р физ.-мат. наук,
Институт астрономии РАН)
Звездообразование в галактическом масштабе.

17.00—17.15 П Е Р Е Р Ы В

17.15—17.30 Сергей Александрович Хоперсков (магистратура
II курс, ВолГУ)
Формирование облаков H₂ в Галактике.

17.30—17.45 Полина Борисовна Исакова (магистратура I курс,
ЧелГУ)
Сжатие магнитных вращающихся протозвездных облаков с
учетом собственного излучения пыли.

17.45—18.00 Екатерина Викторовна Карукес (магистратура
I курс, ЮФУ)
Возможность обнаружения близких родственников Солнца в
диске Галактики.

18.00—18.15 Артем Юрьевич Бурданов (магистратура I курс,
УрГУ)
Астрометрические наблюдения на телескопе МАСТЕР—II—
Урал.

18.15—19.00 Марат Габдуллович Мингалиев (д-р физ.-мат.
наук, САО РАН)
Активные ядра галактик в радиодиапазоне.

1 февраля, вторник, ауд. 15

П Л Е Н А Р Н Ы Е З А С Е Д А Н И Я

Председатель Виктор Владимирович Орлов, д-р физ.-мат. наук

10.00—10.45 Константин Владиславович Холшевников (д-р физ.-мат. наук, АИ СПбГУ), Вахит Шамильевич Шайдулин (научный работник, СПбГУ)
О точности оценок Холшевникова—Антонова общего члена ряда Лапласа.

10.45—11.30 Татьяна Валентиновна Бордовицына (д-р физ.-мат. наук, ТГУ)
Космический мусор. Исследование орбитальной динамики.

11.30—11.45 П Е Р Е Р Ы В

11.45—12.00 Наталья Сергеевна Цыремпилова (IV курс, ТГУ)
Итерационные методы определения орбит в обратных задачах спутниковой динамики.

12.00—12.15 Ирина Владимировна Томилова (магистратура II курс, ТГУ)
Вековые резонансы в орбитальной эволюции объектов зоны МЕО.

12.15—12.30 Александр Сергеевич Перминов (IV курс, УрГУ)
Исследование резонансной структуры области движения искусственных спутников Земли при больших значениях парусности для резонанса 1:2.

12.30—12.45 Валентин Евгеньевич Панфилов (магистратура II курс, ТГУ)
Соотношение между временами TDB и TDT, полученное численным интегрированием.

12.45—13.00 Алексей Сергеевич Артамонов (II курс, СПбГУ)
Распределение момента импульса внесолнечных планетных систем.

13.00—14.30 О Б Е Д

1 февраля, вторник, ауд. 15

П Л Е Н А Р Н Ы Е З А С Е Д А Н И Я

Председатель Олег Юрьевич Малков, д-р физ.-мат. наук

14.30—15.00 Владимир Александрович Бордовицын (д-р физ.-мат. наук, ТГУ)

Построение и идентификация профилей излучения пульсаров.

15.00—15.30 Александр Анатольевич Соловьев (д-р физ.-мат. наук, ГАО РАН)

Диссипативный коллапс магнитной сферы во внешнем потенциальном поле: формирование джетов, ускорение частиц.

15.30—16.00 Игорь Иванович Зинченко (д-р физ.-мат. наук, ИПФ РАН)

Инфракрасные темные облака.

16.00—16.15 Виктория Николаевна Черникова (IV курс, ВолГУ)

Квантово-химическое исследование разрушения силикатной пылевой частицы межзвездной среды.

16.15—16.30 Владимир Ильич Чечель (магистратура I курс, ЮФУ)

Трехмерная модель тепловых неустойчивостей в межзвездной среде.

16.30—16.45 Виктор Николаевич Любимов (магистратура II курс, ВолГУ)

Численная модель химической и тепловой эволюции межзвездной среды.

16.45—17.00 П Е Р Е Р Ы В

17.00—17.15 Андрей Петрович Игошев (IV курс, СПбГУ)

Популяционный синтез одиночных нейтронных звезд с учетом эволюции их магнитного поля.

17.15—17.30 Егор Ралифович Сафутдинов (V курс, МГУ)

Анализ динамических спектров радиопульсаров.

17.30—17.45 Гор Арменович Оганесян (III курс, ЮФУ)

О причинах зависимости пиковой светимости оптических послесвечений гамма-всплесков от красного смещения.

17.45—18.00 Павел Вадимович Скрипниченко (IV курс, УрГУ)

Позиционные наблюдения объектов, сближающихся с Землей, на телескопе СБГ Коуровской обсерватории.

18.00—18.15 Евгений Геннадьевич Лапухин (магистратура I курс, СибГАУ)

Поиск переменных звезд по наблюдениям в городских условиях Красноярска.

18.15—19.00 Николай Николаевич Самусь (д-р физ.-мат. наук, Институт астрономии РАН)

Коллекции астрофотографий и открытия переменных звезд.

1 февраля, вторник, ауд. 10, 10⁰⁰—13⁰⁰

Семинар «ФИЗИКА ЗВЕЗД»

Председатель Геннадий Семенович Бисноватый-Коган,
д-р физ.-мат. наук

10.00—10.30 Дмитрий Васильевич Гламазда (научный работник, АО УрГУ)

Квантовая теория полей движения.

10.30—10.45 Владимир Леонидович Кауц (канд. физ.-мат. наук, АКЦ ФИАН)

Атом позитрония в астрофизических условиях.

10.45—11.00 Александр Сергеевич Клепнев (аспирант, ИКИ РАН), Геннадий Семенович Бисноватый-Коган (д-р физ.-мат. наук, ИКИ РАН)

Аккреция на вращающиеся черные дыры.

11.00—11.15 Кристина Аллановна Ранну (научный работник, ГАИШ МГУ)

Внутренняя структура черной дыры Гаусса—Бонне.

11.15—11.30 Paul Andrew Boley (аспирант, MPIA)

Численное моделирование массивного молодого звездного объекта AFGL 4176 при помощи интерферометрических наблюдений на VLTI/MIDI.

11.30—11.45 Дмитрий Алексеевич Кононов (канд. физ.-мат. наук, ИНАСАН)

Структура течения в предвспышечном аккреционном диске тесной двойной системы SS Cygni.

11.45—12.00 П Е Р Е Р Ы В

12.00—12.15 Галина Николаевна Дремова (канд. физ.-мат. наук, РФЯЦ-ВНИИТФ), Марий Анатольевич Свечников (д-р физ.-мат. наук, УрГУ)

Об эволюционной значимости приливных эффектов в ТДС.

12.15—12.30 Наталья Олеговна Буданова (аспирант, ЮФУ), Татьяна Викторовна Боркова (канд. физ.-мат. наук, ЮФУ), Михаил Владимирович Шаповалов (научный работник, ЮФУ), Вера Васильевна Коваль (аспирант, НИИФ

ЮФУ), Владимир Андреевич Марсаков (д-р физ.-мат. наук, ЮФУ)

Химический состав звезд с точными параллаксами. Элементы s и r-процесса.

12.30—12.45 Михаил Владимирович Шаповалов (научный работник, ЮФУ), Татьяна Викторовна Боркова (канд. физ.-мат. наук, ЮФУ), Наталья Олеговна Буданова (аспирант, ЮФУ), Вера Васильевна Коваль (аспирант, НИИФ ЮФУ), Владимир Андреевич Марсаков (д-р физ.-мат. наук, ЮФУ)

Химический состав звезд с точными параллаксами. Элементы железного пика.

1 февраля, вторник, ауд. 10, 14³⁰—18¹⁵

Семинар «ФИЗИКА ЗВЕЗДНО-ГАЗОВЫХ СИСТЕМ»

Председатель Ольга Касьяновна Сильченко, д-р физ.-мат. наук

14.30—14.45 Дмитрий Анатольевич Блинов (аспирант, СПбГУ)

Исследование структуры джетов блазаров по результатам оптического мониторинга.

14.45—15.00 Мария Сергеевна Храмцова (аспирант, ИНАСАН)

Исследование систем, поглощающих в линиях MgII, на красном смещении $z \sim 0.4$.

15.00—15.15 Владимир Михайлович Данилов (д-р физ.-мат. наук, УрГУ), **Станислав Игоревич Путков** (аспирант, УрГУ)

Динамические параметры рассеянных звездных скоплений.

15.15—15.30 Диана Викторовна Овод (аспирант, СПбГУ)

Оценка времени релаксации в звездных системах.

15.30—15.45 Владимир Владимирович Дремов (канд. физ.-мат. наук, РФЯЦ-ВНИИТФ), **Галина Николаевна Дремова** (канд. физ.-мат. наук, РФЯЦ-ВНИИТФ)

Метод N-body моделирования в физике.

15.45—16.00 Кристина Владимировна Степанова (аспирант, СПбГУ)

Теоретические и наблюдаемые кривые вращения дисковых галактик. Влияние эффекта проекции.

16.00—16.15 Артём Анатольевич Кабанов (аспирант, ИНАСАН), **Борис Михайлович Шустов** (член-кор. РАН, ИНАСАН)

Влияние звезд популяции III на раннюю эволюцию дисковых галактик.

16.15—16.30 Андрей Михайлович Занкович (научный работник, ВолГУ), **Илья Геннадьевич Коваленко** (д-р физ.-мат. наук, ВолГУ), **Виталий Владимирович Королёв** (канд.

физ.-мат. наук, ВолГУ)

Устойчивость остатка сверхновой на седовской стадии.

16.30—16.45 П Е Р Е Р Ы В

16.45—17.00 Виталий Владимирович Королёв (канд. физ.-мат. наук, ВолГУ)

Динамика остатков сверхновых в многофазной межзвездной среде.

17.00—17.15 Михаил Анатольевич Еремин (канд. физ.-мат. наук, ВолГУ), **Евгений Олегович Васильев** (канд. физ.-мат. наук, НИИФ ЮФУ), **Виктор Николаевич Любимов** (студент I курс, ВолГУ)

Численное моделирование химико-динамического взаимодействия ударных волн с межзвездными облаками.

17.15—17.30 Виталий Викторович Акимкин (аспирант, ИНАСАН), **Ярослав Николаевич Павлюченков** (канд. физ.-мат. наук, ИНАСАН), **Дмитрий Зигфридович Вибе** (д-р физ.-мат. наук, ИНАСАН)

Моделирование физико-химической структуры протопланетных дисков.

17.30—17.45 Иван Дмитриевич Литовченко (аспирант, АКЦ ФИАН) и др.

Обзор метанольных мазеров I класса в линии сателлита OH (1720 МГц) на 70-м радиотелескопе НАНУ (Украина).

17.45—18.00 Елена Александровна Трофимова (научный работник, ИПФ РАН), **Александр Владимирович Лапинов** (д-р физ.-мат. наук, ИПФ РАН)

Определение физических условий в областях звездообразования по спектральным линиям молекул.

18.00—18.15 Николай Геннадьевич Лебедев (д-р физ.-мат. наук, ВолГУ), **Дмитрий Николаевич Лебедев** (студент IV курс, ВолГУ)

Модель формирования молекулярного водорода на силикатных пылинках МЗС.

2 февраля, среда, ауд. 15

П Л Е Н А Р Н Ы Е З А С Е Д А Н И Я

**Председатель Борис Михайлович Шустов, член-кор.
РАН**

10.00—10.45 **Станислав Олегович Алексеев** (д-р физ.-мат.
наук, ГАИШ МГУ)

Современные расширения общей теории относительности.

10.45—11.30 **Геннадий Семенович Бисноватый-Коган**
(д-р физ.-мат. наук, ИКИ РАН)

Аккреционные диски и направленные выбросы.

11.30—11.45 П Е Р Е Р Ы В

11.45—12.00 **Анастасия Павловна Бисярина** (IV курс, УрГУ)

Исследование звезды LkHa 234 по спектру с высоким разрешением.

12.00—12.15 **Лилия Александровна Кичигина** (V курс,
К(П)ФУ)

Химический состав и магнитные свойства химически пекулярной звезды HD 178892.

12.15—12.30 **Татьяна Михайловна Ситнова** (V курс, МГУ)

Определение содержания химических элементов от Sr до Pb у звезды гало HD 29907.

12.30—12.45 **Арина Алексеевна Митрофанова** (IV курс,
К(П)ФУ)

Ревизия параметров RE 2013+400.

12.45—13.00 **Александр Иванович Колбин** (V курс, К(П)ФУ)

Анализ температурной структуры поверхности запятненных звезд.

13.00—14.30 О Б Е Д

2 февраля, среда, ауд. 15

П Л Е Н А Р Н Ы Е З А С Е Д А Н И Я

Председатель Михаил Евгеньевич Прохоров,
д-р физ.мат. наук

14.30—15.15 Юрий Андреевич Щекинов (д-р физ.мат. наук,
ЮФУ)

Пыль в межгалактической среде.

15.15—16.00 Николай Васильевич Воцинников
(д-р физ.мат. наук, СПбГУ)

Космическая обсерватория Herschel: первый год
работы.

16.00—16.15 Игорь Сергеевич Яковлев (III курс, СПбГУ)

Моделирование межзвездного поглощения и поляризации.

16.15—16.30 Анастасия Александровна Пономарева (маги-
стратура I курс, ЮФУ)

Крупномасштабное распределение межзвездной пыли в газо-
вом диске Галактики.

16.30—16.45 Михаил Александрович Безбородов (магистрату-
ра I курс, ВолГУ)

Исследование пространственных вариаций пыли в спиральном
рукаве: численная модель.

16.45—17.00 П Е Р Е Р Ы В

17.00—17.15 Илья Сергеевич Хрыкин (магистратура I курс,
ЮФУ)

2D численное гидродинамическое моделирование спиральной
структуры галактических дисков.

17.15—17.30 Дмитрий Александрович Чулков (IV курс, МГУ)

Функция звездообразования и наблюдаемое распределение
двойных звезд по большим полуосям орбит.

17.30—17.45 Сергей Юрьевич Парфёнов (магистратура I курс,
УрГУ)

Определение параметров центральной звезды области ионизо-
ванного водорода S235.

- 17.45—18.15 Владимир Евгеньевич Панчук (д-р физ.-мат. наук, САО РАН)), Максим Владимирович Юшкин (канд. физ.-мат. наук, САО РАН), Михаил Владимирович Якопов (канд. физ.-мат. наук, САО РАН)
Спектрографы высокого разрешения с оптоволоконным входом.
- 18.15—18.35 Станислав Юрьевич Горда (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ), Полина Евгеньевна Захарова (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ), Вадим Владимирович Крушинский (АО УрГУ), Эдуард Дмитриевич Кузнецов (канд. физ.-мат. наук, АО УрГУ)
1.2-м азимутальный телескоп Коуровской обсерватории.
- 18.35—19.00 Есипов Валентин Федорович (д-р физ.-мат. наук, ГАИШ МГУ)
Через тернии к звездам — к 50-летию полета Ю. А. Гагарина.

2 февраля, среда, ауд. 10, 10⁰⁰—11¹⁵

Семинар «НЕБЕСНАЯ МЕХАНИКА»

Председатель Бордовицына Татьяна Валентиновна,
д-р физ.-мат. наук

10.00—10.30 Николай Борисович Железнов (канд. физ.-мат. наук, ИПА РАН)
История открытия первых астероидов.

10.30—11.00 Евгений Маркович Трунковский (канд. физ.-мат. наук, ГАИШ МГУ)
О научном и практическом значении наблюдений покрытий звезд астероидами.

11.00—11.15 Леонид Николаевич Судов (аспирант, СПбГУ)
Отображение Кеплера для высших порядков возмущения в ограниченной задаче трех тел.

3 февраля, четверг, ауд. 15

П Л Е Н А Р Н Ы Е З А С Е Д А Н И Я

Председатель Николай Николаевич Самусь, д-р физ.-мат. наук

14.30—15.15 Клим Иванович Чурюмов (д-р физ.-мат. наук, КНУ, Украина)
О кометах.

15.15—16.00 Виктор Владимирович Орлов (д-р физ.-мат. наук, СПбГУ), Глеб Димович Мулькаманов (преподаватель, К(П)ФУ)
Динамика кометных облаков.

16.00—16.45 Ольга Касьяновна Сильченко (д-р физ.-мат. наук, ГАИШ МГУ)
Происхождение морфологических типов галактик.

16.45—17.00 П Е Р Е Р Ы В

17.00—17.15 Резюме секции стендовых докладов

17.15—17.45 Константин Михайлович Фирсов (д-р физ.-мат. наук, ВолГУ)
Модели молекулярного поглощения и перенос инфракрасного излучения в атмосфере Земли.

17.45—18.15 Олег Юрьевич Малков (д-р физ.-мат. наук, Институт астрономии РАН)
Двойные звезды — источник данных и помех в звездной астрономии.

18.15—19.00 Михаил Евгеньевич Прохоров (д-р физ.-мат. наук, ГАИШ МГУ)
Ориентация и навигация в космосе — новые методы и перспективы.

20.00 ЗАКРЫТИЕ КОНФЕРЕНЦИИ

03 февраля, четверг, холл, 11⁰⁰—13⁰⁰

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

Председатель Дмитрий Зигфридович Вибе, д-р физ.-мат. наук

1. **Аввакумова Е. А.** (УрГУ)
Исследование фотометрического проявления газовых потоков в тесных массивных двойных системах ранних спектральных классов.
2. **Алексеева С. А.** (УрГУ), **Соболев А. М.**, **Горда С. Ю.** (АО УрГУ) **Юшкин М. В.** (САО РАН)
Спектральные исследования двойной звезды HD 37737.
3. **Беломестных С. С.**, **Емельяненко О. В.**, **Левитская Т. И.** (УрГУ)
Разработка измерительного устройства механических колебаний для мониторинга деформационного состояния инженерных сооружений.
4. **Бобкова В. И.** (ДТДиМ, г. Озерск)
К вопросу о солнечной активности.
5. **Горда С. Ю.**, **Соболев А. М.** (АО УрГУ)
Новая переменная с полным затмением.
6. **Гусева А. В.** (ДТДиМ, г. Озерск)
Система Мастер или охота за сверхновыми звездами.
7. **Захарова П. Е.**, **Гламазда Д. В.**, **Кузнецов Э. Д.**, **Шагабутдинов А. И.** (АО УрГУ)
Результаты наблюдений высокоорбитальных космических объектов на телескопе СБГ Коуровской астрономической обсерватории в 2010 году.
8. **Кайзер Г. Т.**, **Кузнецов Э. Д.** (АО УрГУ), **Куприянов В. В.** (ГАО РАН), **Вибе Ю. З.**, **Гламазда Д. В.** (АО УрГУ)
Позиционные наблюдения геосинхронных спутников для исследования эволюции их орбит.

9. **Калинин А. А.** (АО УрГУ)
Отношение интенсивностей линий водорода и кальция в спектрах солнечных протуберанцев.
10. **Коваль В. В.** (НИИФ ЮФУ), **Марсаков В. А., Боркова Т. В., Шаповалов М. В.** (ЮФУ)
Влияние радиальной миграции на зависимость «возраст—металличность» в тонком диске Галактики.
11. **Кожевников В. П.** (АО УрГУ)
Обнаружение орбитальной переменности и сверхгорбов в катаклизмической переменной V378 Peg.
12. **Крушинский В. В., Аввакумова Е. А., Заложных И. С., Попов А. А.** (АО УрГУ)
Исследование затменной переменной звезды NOMAD-1 1127-0027360.
13. **Лямова Г. В.** (АО УрГУ)
К вопросу о вращении солнечных пятен.
14. **Мартынова А. И.** (СПбГЛТА)
Особенности движений в окрестности периодической S-орбиты в общей задаче трех тел.
15. **Мартюшев Л. М., Шаяпин Е. В.** (УрФУ)
Расчет ряда теплофизических параметров для рассеянных звездных скоплений (Pleiades, Praesepe).
16. **Морозова Д. А., Троицкий И. С.** (СПбГУ)
Исследование блазаров с сильным гамма-излучением в различных диапазонах длин волн.
17. **Никифорова Т. П.** (АО УрГУ), **Васькина А. М.** (УрГУ)
Горячие петли на восходящих ветвях 23 и 24 циклов солнечной активности.
18. **Пунанова А. Ф.** (УрГУ)
Фотометрия рассеянного скопления NGC 7142.
19. **Ромашин Г. С.** (АО УрГУ)
Возникновение резонанса 1:1.

20. **Рыбак А. Л.** (ГАО РАН)
«Проблема Ливингстона» и длительные изменения средних физических характеристик солнечных пятен.
21. **Селезнев А. Ф.** (АО УрГУ), **Carraro G.** (ESO)
ПЗС фотометрия и исследование структуры четырех рассеянных скоплений.
22. **Смирнова К. И.** (УрГУ), **Моисеев А. В.** (САО РАН)
Новые кандидаты в галактики с полярными кольцами.
23. **Уханева А. В.** (УрГУ)
Построение рельефа местности: современный подход к автоматизации процесса.
24. **Хайбрахманов С. А., Дудоров А. Е.** (ЧелГУ)
Влияние локальных источников ионизации на структуру «мертвых зон» в аккреционных дисках молодых звезд.

Материалы конференции



Septem artes liberales
гравюра, XV в.

Обзорные лекции

С. О. Алексеев

Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга

СОВРЕМЕННЫЕ РАСШИРЕНИЯ ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Тестирование современных моделей

В последние годы развитие науки выходит за рамки физических и финансовых возможностей человечества, поэтому прямая проверка таких современных идей, как, например, теории суперобъединения, теория суперструн, модели с некомпактными дополнительными измерениями, уже становится невозможной. Значительную роль приобретает поиск новых типов решений расширенных теорий, доступных для опытной проверки. Огромную роль приобретает самосогласованность теории. Если теоретическая модель, претендующая на фундаментальность, хорошо описывает один класс явлений (например, космологические решения), то она также должна давать адекватные результаты и в смежных областях (например, в физике черных дыр).

Интерес к идеям модификации действия теории относительности S , имеющего вид [1]

$$S = \int d^4 \sqrt{-g} R,$$

где R — скалярная кривизна, $\sqrt{-g}$ — корень квадратный из детерминанта метрического тензора g , возник еще очень давно. Одной из первых модификаций было предложенное самим А.Эйнштейном добавление в действие космологической постоянной для устранения следовавшего из решения Фридмана расширения Вселенной, так что действие приобретало вид

$$S = \int d^4 \sqrt{-g} \left(R + \Lambda \right).$$

Но такая модификация с самого начала и до наших дней (когда смысл космологической константы поменялся) представляется не самой удачной, потому что получается теория с «подгончным» параметром, то есть теория, в которой один член в лагранжиане имеет (как и, собственно, общая теория относительности) геометрическую природу, а другой привнесен руками для подстройки теории под существующие экспериментальные данные. В то же время задача теории — построение непротиворечивой модели с минимальным набором подгончных параметров. Достаточно естественным путем является использование в качестве лагранжиана не самой скалярной кривизны (и/или тензоров Римана и Риччи), а ее степеней. В этом случае не теряется геометрическая природа членов, входящих в действие, но число степеней свободы (то есть, возможных решений) значительно расширяется, частично снимая необходимость точной подстройки. В то же время эти новые решения могут давать какие-то новые эффекты, которые стоит попытаться проверить экспериментально или через данные астрономических наблюдений.

Модели с поправками по кривизне

Модели гравитации с лагранжианами вида $f(R)$

Модели гравитации, модифицированные с помощью поправок вида $f(R)$, представляют интересную альтернативу моделям с космологической константой (темной энергией). Ускоренное расширение Вселенной описывается с помощью таких комбинаций метрических членов, как, например, $1/R$ или $\ln R$, имеющих геометрическую природу [2]. Поправки подобного рода (с отрицательными степенями или логарифмические) становятся существенными в тех областях, где значение кривизны мало. Разложения по положительным или отрицательным степеням кривизны (тензоров Риччи, Римана, их комбинаций) не противоречат современным астрофизическим данным или точным измерениям в нашей Солнечной системе. Необходимо также отметить, что модели с разложением по степеням кривизны могут адекватно описывать Вселенную с доминированием материи, а также переход от расширения к сжатию и наоборот. То есть, модели гравитации с поправками в виде рядов по степеням скалярной кривизны или тензоров кривизны могут рассматриваться как альтернатива моделям ОТО с космологической константой.

Основной идеей предложенного подхода является существование ряда по кривизне, состоящего как из положительных, так и отрицательных степеней R . В зависимости от типа задачи какие-то члены становятся существенными, какими-то можно пренебречь. В работах [3] предложена схема, следуя которой, можно восстановить вид лагранжиана для любого вида космологического решения. В этих работах также показано, что физически интересные результаты получатся, если добавить в уравнения Эйнштейна члены, описывающие обычную материю. В этом случае можно воспроизвести результаты модели холодной темной материи с лямбда-членом (Λ CDM). В работах [3] также отмечено, что результаты предложенной модели согласуются с данными космического аппарата WMAP.

Квантование гравитационного поля

К настоящему моменту времени законченной квантовой теории гравитации не создано. Так как общая теория относительности (ОТО) неперенормируема (при перенормировке требуется бесконечное число контрчленов), т. е., процедура квантования, разработанная для квантово-механических полевых теорий, неприменима [4].

В квазиклассическом приближении (когда квантовые флуктуации малы и еще можно пользоваться классическим подходом) для описания квантовых процессов вводятся в рассмотрение средние значения физических величин, например, метрики $\langle g_{\mu\nu} \rangle$, тензора энергии-импульса $\langle T_{\mu\nu} \rangle$, ... Вводимые величины удовлетворяют модифицированным уравнениям Эйнштейна $\langle G_{\mu\nu} \rangle = 8\pi \langle T_{\mu\nu} \rangle$. Мы работаем в системе единиц, где скорость света $c = 1$. В областях, где характерный размер L много больше длины Планка $l_{Pl} = \sqrt{\hbar G/c^3}$, можно использовать разложение по малому параметру $\epsilon = (l_{Pl}/L)^2$ и ограничиться первыми членами разложения. Первый член порядка ϵ^0 совпадает с выражением для тензора энергии-импульса классического поля, член порядка ϵ^1 , содержащий множитель \hbar , дает основной вклад квантовых эффектов. Следующие по ϵ члены — это поправки, связанные с излучением и поглощением виртуальных частиц. Важно подчеркнуть, что при использовании диаграммной техники, широко применяемой в физике высоких энергий, членам порядка \hbar^0 соответствуют древесные диаграммы (см. рис. 1а), членам порядка \hbar^1 — однопетлевые диаграммы (см. рис. 1б), членам порядка \hbar^N ($N > 1$) — многопетлевые диаграммы (см. рис. 1в) [5].

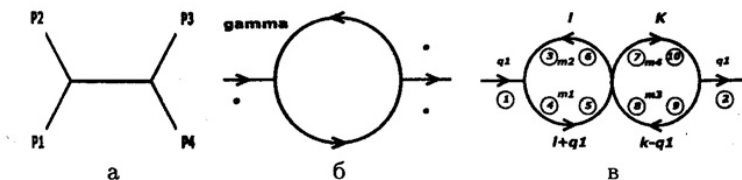


Рис. 1. Членам порядка \hbar^0 соответствуют древесные диаграммы (а); членам порядка \hbar^1 однопетлевые диаграммы (б); членам порядка \hbar^N ($N > 1$) — многопетлевые диаграммы (в)

Теория струн / М-теория

В современной физике принята шкала энергий, представленная на рис. 2. Объединение электрослабого и сильного взаимодействий (великое объединение на уровне квантовой теории поля) еще не требует введения дополнительных размерностей. Только при попытках создать объединенную теорию всех физических взаимодействий, включая гравитацию, необходимы дополнительные измерения и переход от квантовой теории поля (очень хорошо зарекомендовавшей себя в физике высоких энергий) к каким-то более общим построениям. Одним из популярных подходов (наряду с петлевой квантовой гравитацией) является теория струн [6–9]: теория взаимодействия одномерных объектов (струн) на фоне многомерного пространства-времени. Теория струн является естественным обобщением квантовой теории поля (как «струна», являющаяся обобщением понятия «материальная точка»).

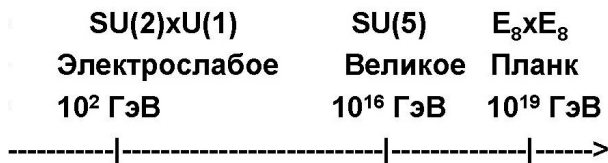


Рис. 2. Шкала энергий современной физики

В настоящее время существуют пять независимых теорий струн, а именно: гетеротические струны, основанные на группе $E_8 \times E_8$, гетеротические струны, основанные на группе $SO(32)$, суперструны I-го типа, суперструны II-го типа (открытые и закрытые).

В течении первых 25-и лет развития теории струн основным подходом было разложение в ряд теории возмущений с использованием струнной константы g в качестве малого параметра. При переходе из 10-и мерного в 4-х мерное пространство-время этот ряд превращается в разложение по степеням скалярной кривизны, тензоров Римана и Риччи. Установлению формы этого ряда посвящена обширная литература, более точная форма этого ряда разобрана далее. Здесь лишь подчеркнем, что, если теория струн рассматривается как единая теория всех четырех видов физических взаимодействий, включая гравитацию, базовым значением (нулевым порядком) такого разложения должен быть хорошо известный лагранжиан теории относительности. Именно наличие этого ряда является основной причиной интереса к гравитации Лавлока, моделям с рядами по степеням R , R_{ij} , которые, таким образом, приобретают фундаментальную основу.

Модели с некомпактными дополнительными измерениями

Причины разработки

За последние годы в теоретической физике появился ряд проблем, которые не удастся решить, оставаясь только в рамках ОТО [10]. Прежде всего, это результаты наблюдений сверхновых типа II [11]. На основании анализа полученных астрономических данных сделан вывод о том, что постоянная Хаббла не является постоянной, а сама зависит от красного смещения [11]. То есть, более дальние части Вселенной удаляются от нас со скоростью, большей, чем предсказывается стандартной версией закона Хаббла и «ускоренное расширение Вселенной» вполне реально. Для учета этого необходимо добавить какие-то дополнительные члены в лагранжиан теории относительности. Самым простым выбором является добавление космологической постоянной в действие.

Со времен Эйнштейна считалось, что, если наш мир имеет число размерностей, большее 4, то дополнительные измерения должны быть компактны [12], то есть, иметь размер Планка (10^{-33} см).

Для описания этого были развиты модели компактификации на торе, сфере, других типов [12]. Но все эти теории не отвечали на вопрос о причине малости дополнительных измерений. Наконец, в [13] была показана возможность «раскомпактификации», то есть процесса экспоненциального роста размера дополнительных измерений.

Также, по мнению В. А. Рубакова, отсутствие экспериментальных данных дает основания рассматривать модели, отличающиеся от ОТО, на сверхмалых (менее 0.01 мм) и сверхбольших (больше масштабов Галактики) расстояниях. В соответствии с современными космологическими представлениями (см. рис. 3), только 4 % материи во Вселенной являются видимыми. Остальное — это либо темная материя (то есть материя, не излучающая и не поглощающая фотоны, существование которой было выявлено косвенными методами по отклонениям движений звезд в Галактиках от законов Ньютона), либо темная энергия (ускоренное расширение Вселенной).



Рис. 3. Современные представления о распределении типов материи во Вселенной. В соответствии с данными WMAP барионы (как строительные блоки звезд и планет) составляют 4 %. Доля темной материи (то есть материи, не излучающей и не поглощающей фотоны, и существование которой было выявлено косвенными методами по отклонениям движений звезд в Галактиках от законов Ньютона) — 22 %. 74 % вещества во Вселенной приходится на «темную энергию», ответственную на широко обсуждаемое сейчас ускоренное расширение Вселенной

Модели АДД и масштаб квантовой гравитации в области «низких энергий»

Основные положения модели АДД

Одной из первых моделей, реализовавших идею некомпактности дополнительных измерений в физике высоких энергий, стала модель В. А. Рубакова и М. И. Шапошникова [14, 15]. Следующий важным шагом стала модель Аркани-Хамед, Димитрополуса и Двали (АДД) [16]. Авторам модели удалось изменить фундаментальный планковский масштаб с 10^{19} ГэВ до диапазона нескольких ТэВ при помощи локализации всех физических полей, кроме гравитации, на $3 + 1$ гиперповерхности (бране), помещенной в многомерное пространство (балк). Дополнительные измерения, скомпактифицированные в большой объем (как показано на рис. 4), обеспечивают смещение масштаба фундаментальной планковской энергии.

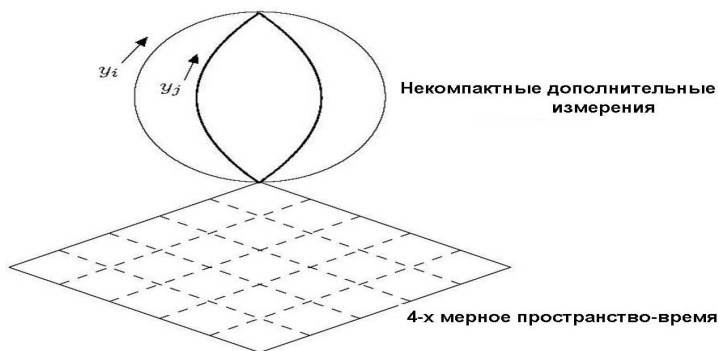


Рис. 4. Вид дополнительных измерений в модели АДД (взято из [17])

Основными чертами модели АДД являются:

- n дополнительных измерений, каждое скомпактифицировано с радиусом r (одинаковым для всех некомпактных дополнительных измерений) на торе с объемом $V_n = (2\pi r)^n$;
- все поля, за исключением гравитации (то есть материя, включая Хиггсовские поля, калибровочные поля), локализованы на трехмерной бране, находящейся в объемлющем (балк) пространстве, где, в дополнение к бране, существует гравитационное взаимодействие;

- брана устойчива (флуктуациями поверхности браны в многомерном пространстве можно пренебречь).

Тогда действие для модели можно расписать как сумму двух частей:

$$S = S_{bulk} + S_{brane}. \quad (1)$$

Действие дополнительного пространства S_{bulk} — это обычное действие Эйнштейна—Гильберта для многомерной гравитации. Основным предположением модели АДД является положение об отсутствии кривизны у дополнительных измерений. Приравнивая стандартный коэффициент ОТО и коэффициент в формулах АДД, получим знаменитое соотношение между фундаментальной и четырехмерной массами Планка:

$$M_{Pl}^2 = M_*^{n+2} (2\pi r)^n, \quad (2)$$

т. е., четырехмерная эффективная масса Планка связана с фундаментальной массой Планка через объем дополнительного пространства $(2\pi r)^n$.

Отклонения от Ньютоновской гравитации

Из-за изменения структуры пространства-времени (появления некомпактных дополнительных измерений) происходит уточнение вида потенциала гравитационного взаимодействия (ньютоновского потенциала):

$$V(r') = -G_N^{(4)} \frac{m_1 m_2}{r} \left(1 + \alpha e^{-r'/\lambda} \right). \quad (3)$$

Появляется дополнительная поправка к закону Ньютона. На рис. (5) показана точность измерения закона Ньютона на различных расстояниях на настоящий момент.

Таким образом, можно оценить тот размер дополнительных измерений, при котором закон тяготения начнет отличаться от проверенного сейчас Ньютоновского значения:

$$r = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{M_{Pl}^2}{M_*^{n+2}} \right)^{1/n}. \quad (4)$$

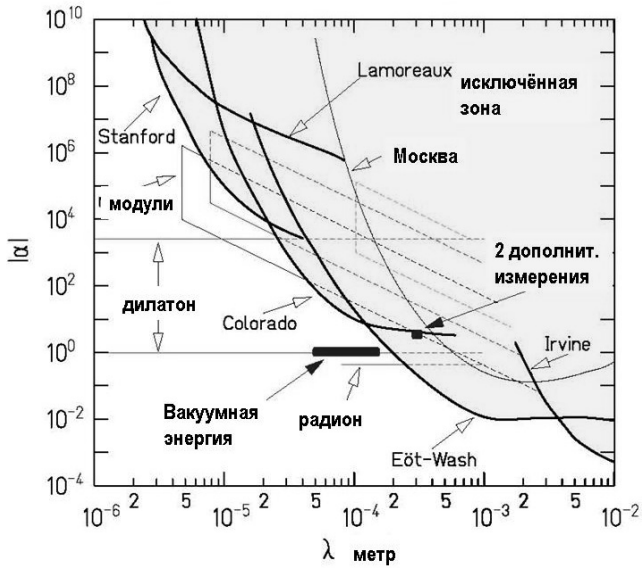


Рис. 5. Возможные ограничения на параметр λ потенциала Юкавы (на уровне 95 % достоверности) в диапазоне расстояний $1 \text{ мкм} < \lambda < 1 \text{ см}$. Толстые линии показывают верхнюю экспериментальную границу. Рисунок взят из [17]

Таблица 1. Размер дополнительных измерений, на котором можно ожидать нарушения закона Ньютона при $M_* = 1 \text{ ТэВ}$

число некомпактных дополнительных измерений, n	1	2	3	...	6
$r, \text{ м}$	$\approx 10^{12}$	$\approx 10^{-3}$	$\approx 10^{-8}$		$\approx 10^{-11}$

Считая $M_* = 1$ ТэВ (шкала электрослабого взаимодействия, на которой будет работать новое поколение ускорителей, например, большой адронный коллайдер *Large Hadron Collider*, LHC), порядок будет таким, как указано в табл. 1.

Как видно из табл. 1, случай с одним некомпактным дополнительным измерением полностью исключен тестами в нашей Солнечной системе. Случай $n = 2$ является пограничным (то есть размер дополнительных измерений соответствует верхней оценке).

Модели Л. Рэндал и Р. Сандрума

Модель RS1

В 1999 г. в [18] была предложена оригинальная модель, которая впоследствии получила название модель Рэндал—Сандрума 1 (RS1). Рассмотрено 5-ти мерное многообразие с доменными стенками, натяжение которых подобрано так, чтобы 4-х мерная теория на бране с малой космологической константой была устойчивой (см. рис. 6).

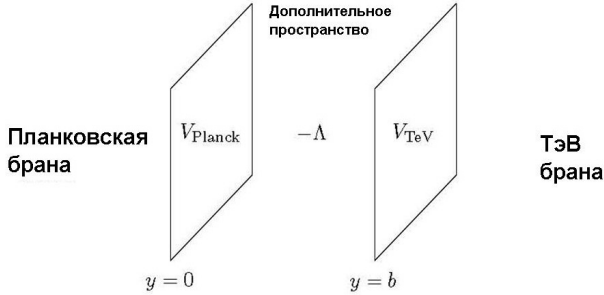


Рис. 6. Модель RS1 с двумя бранами. Рисунок взят из [17]

Модель RS2

Модель RS2 получается из модели RS1 при удалении дополнительной (ТэВ) браны на бесконечно большое расстояние (рис. 6). Так как на ее основе построена модель Двали—Габададзе—Паратти (DGP), то ее краткий анализ представлен ниже.

Модели DGP и их роль в космологии

Пятимерная модель Двалии—Габададзе—Паратти, будучи построена на основе модели RS2, характеризуется следующим действием [19]:

$$S = 2M_5^3 \int_{bulk} \sqrt{-g} R + 4M_5^3 \int_{brane} \sqrt{-\gamma} K + \int_{brane} \sqrt{-\gamma} \left(M_4^2 \mathcal{R} - \sigma + L_{matter} \right), \quad (5)$$

где g_{ab} — метрика дополнительного пространства, которой соответствует тензор Риччи R_{ab} . На бране существует индуцированная метрика $\gamma_{\mu\nu}$ с тензором Риччи $\mathcal{R}_{\mu\nu}$. Гауссова кривизна $K_{\mu\nu} = -(1/2)\mathcal{R}_n \gamma_{\mu\nu}$ (производная Ли от индуцированной метрики относительно единичной нормали n^a , направленной в дополнительное пространство). Определяющая черта модели DGP — это наличие члена «истинной» кривизны в действии на бране. В общем случае такой член индуцируется на бране за счет петлевых поправок для членов материи [20, 21]. То есть, в физически интересном случае необходимо, чтобы значение массы Планка на бране M_4 было много больше планковской шкалы дополнительного пространства M_5 , что требует множества согласований теории.

Связь физики высоких энергий и гравитации

Идея некомпактности дополнительных измерений [22] — это очень интересный способ решить (среди прочих) проблему иерархии фундаментальных взаимодействий. В этих моделях только гравитации позволено распространяться в дополнительное пространство. Как уже упоминалось, закон Остроградского—Гаусса связывает планковский масштаб четырехмерной эффективной низкоэнергетической теории M_{Pl} с фундаментальной планковской шкалой M_D через объем дополнительного пространства V_{D-4} следующим образом:

$$M_D = \left(\frac{M_{Pl}^2}{V_{D-4}} \right)^{\frac{1}{D-2}}. \quad (6)$$

Значение $M_D \sim 1$ ТэВ не противоречит имеющимся экспериментальным данным. А ведь речь уже идет о величинах порядка долей

миллиметра, в зависимости от радиуса дополнительного пространства (которое предполагается имеющим характерный размер такого же масштаба и плоским в соответствии с идеями ADD). Более того, такая величина фундаментальной планковской энергии «уменьшает» расстояние между характерными энергиями электрослабого взаимодействия и суперобъединения. В этом сценарии при энергиях, близких к масштабу электрослабого взаимодействия, поля из «стандартной модели» локализованы на четырехмерной поверхности с «толщиной» масштаба электрослабого взаимодействия, помещенной в многомерное пространство. Как показано в [22], в шестимерном пространстве такую локализацию можно построить непротиворечивым образом.

Еще один путь построения гравитации на масштабах ТЭВ — это изучение свойств геометрии дополнительного пространства модели Рэндал—Сандрума [23]. Если параметр модели мал по сравнению с размером браны, массы частиц лежат в диапазоне ТЭВ, что объясняет проблему иерархии [24, 25]. Расчет эффектов сильных гравитационных полей при рассеянии частиц высоких энергий на бране [12] также представляет значительный интерес.

В рамках обсуждаемых моделей с некомпактными дополнительными измерениями черные дыры могут рождаться на ускорителе «Большой адронный коллайдер» (Large Hadron Collider, LHC) [26]. А именно, два партона с энергией (в системе центра масс) \sqrt{s} , двигающиеся в противоположных направлениях с прицельным параметром, меньшим радиуса горизонта r_+ , могут сформировать черную дыру массой $M \approx \sqrt{s}$ с сечением рассеяния порядка $\sigma \approx \pi r_+^2$. Все эти величины, конечно, очень приближенные, так как масса черной дыры может быть лишь частью энергии в системе центра масс, точное значение зависит также от размерности пространства и углового момента родившейся черной дыры [27, 28]. Необходимо учитывать и другие возможные каналы. Так как точные значения величин неизвестны, для их оценки можно применить квазиклассический анализ эффекта рождения черных дыр.

Также отметим, что для вычисления реальной вероятности рождения черных дыр на LHC необходимо учитывать, что лишь часть полной энергии в системе центра масс приносится каждым партоном из-за свечения [29]. Возможны различные каналы взаимодействия [24], поэтому, в зависимости от величины фундаментальной планковской массы, на LHC ожидается появление миллиардов черных дыр.

Проверка современных моделей в астрометрии

Любая обобщенная теория гравитации должна включать в себя общую теорию относительности как предельный случай, поэтому, обобщенная теория с необходимостью должна содержать решения типа черная дыра [30]. Это можно использовать для исследования непротиворечивости и адекватности обобщенных теорий гравитации, рассматривая свойства решений типа черная дыра, доступные для регистрации методами современной наблюдательной астрометрии. Метрики Керра и Шварцшильда используются в астрономии для описания сферически-симметричного распределения вещества. Следовательно, чтобы судить об адекватности теорий гравитации, их также можно исследовать в рамках таких подходов как параметризованный постньютоновский формализм, т. е., формализм, позволяющий получить параметры теории, проверяемые в эксперименте. Точность современных астрометрических экспериментов постоянно растет и уже в скором времени можно будет искать тонкие эффекты за пределами ОТО с помощью экспериментов по лазерной локации Луны [31] и космических обсерваторий. Примерами таких обсерваторий являются проекты RadioAstron и Миллиметрон, запуск которых планируется в 2011 и 2015 гг. соответственно.

Работа была поддержана государственным контрактом № 02.740.11.0575 Федерального агентства по науке и инновациям РФ.

Список литературы

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Л. Е. Теоретическая физика. Теория поля. — М.: Мир, 1986. — Т. 2.
2. Старобинский А. А. Исчезновение космологической константы в гравитации $f(R)$ // Письма в ЖЭТФ. — 2007. — Т. 156. — С. 157.
3. Nojiri S., Odintsov S. D. Modified gravity as an alternative for Λ CDM cosmology // J. Phys. Math. General. — 2007. — Vol. 40. — P. 6725—6732.
4. Новиков И. Д., Фролов В. П. Физика черных дыр. — М.: Наука, 1986.
5. Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Введение в теорию квантованных полей. — М.: Наука, 1984.
6. Каку М. Введение в теорию суперструн. — М.: Наука, 1999.

7. *Schwarz J. H.* Update on String Theory // Meas. and Model. Universe. — 2004. — P. 53–+.
8. *Schwarz J. H., Seiberg N.* String theory, supersymmetry, unification, and all that // Rev. Mod. Phys. Sup. — 1999. — Vol. 71. — P. 112–+.
9. *Banks T.* Matrix theory // Nuc. Phys. B Proc. Sup. — 1998. — Vol. 67. — P. 180–224.
10. *Hawking S. W., Hertog T., Reall H. S.* Brane new world // Phys. Rev. D. — 2000. — Vol. 62, № 4. — P. 043501–+.
11. *Linder E. V.* Dark Energy, Expansion History of the Universe, and SNAP // Part. Phys. Cosmology / Ed. by J. F. Nieves & C. N. Leung; Amer. Inst. Phys. Conf. Ser. — Vol. 655. — 2003. — P. 193–207.
12. *Рубаков В. А.* Большие и бесконечно большие дополнительные измерения: введение // Успехи физ. наук. — 2001. — Т. 171, вып. 9. — С. 913–938.
13. *Linde A. D., Zelnikov M. I.* Inflationary universe with fluctuating dimension // Phys. Lett. B. — 1988. — Vol. 215. — P. 59–63.
14. *Rubakov V. A., Shaposhnikov M. E.* Do we live inside a domain wall? // Phys. Lett. B. — 1983. — Vol. 125. — P. 136–138.
15. *Rubakov V. A., Shaposhnikov M. E.* Extra space-time dimensions: Towards a solution to the cosmological constant problem // Phys. Lett. B. — 1983. — Vol. 125. — P. 139–143.
16. *Arkani-Hamed N., Dimopoulos S., Dvali G.* Phenomenology, astrophysics, and cosmology of theories with submillimeter dimensions and TeV scale quantum gravity // Phys. Rev. D. — 1999. — Vol. 59, № 8. — P. 086004–+.
17. *Kribs G. D.* Lectures on the phenomenology of extra dimensions // Physics in D (Greater Than or Equal To) 4 / Ed. by J. Terning, C. E. M. Wagner, D. Zeppenfeld; Proc. of the Theor. Advanc. Stud. Inst. in Elementary Partic. Phys., Boulder, Co, USA, 6 June–2 July 2004. — New Jersey: World Scientific Publishing Company, 2004. — P. 633.
18. *Randall L., Sundrum R.* An Alternative to Compactification // Phys. Rev. Lett. — 1999. — Vol. 83. — P. 4690–4693.
19. *Gregory R., Kaloper N., Myers R. C., Padilla A.* A new perspective on DGP gravity // J. High Energy Phys. — 2007. — Vol. 10. — P. 69–+.

20. *Collins H., Holdom B.* Brane cosmologies without orbifolds // Phys. Rev. D. — 2000. — Vol. 62, № 10. — P. 105009—+.
21. *Corley S., Lowe D. A., Ramgoolam S.* Einstein-Hilbert action on the brane for the bulk graviton // J. High Energy Phys. — 2001. — Vol. 7. — P. 30—+.
22. *Arkani-Hamed N., Dimopoulos S., Dvali G.* The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter // Phys. Lett. B. — 1998. — Vol. 429. — P. 263—272.
23. *Randall L., Sundrum R.* Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension // Phys. Rev. Lett. — 1999. — Vol. 83. — P. 3370—3373.
24. *Giddings S. B., Thomas S.* High energy colliders as black hole factories: The end of short distance physics // Phys. Rev. D. — 2002. — Vol. 65, № 5. — P. 056010—+.
25. *Giddings S. B., Katz E.* Effective theories and black hole production in warped compactifications // J. Math. Phys. — 2001. — Vol. 42. — P. 3082—3102.
26. *Barrau A., Grain J., Alexeyev S.* Gauss-Bonnet black holes at the LHC: beyond the dimensionality of space // Phys. Lett. B. — 2004. — Vol. 584. — P. 114—122.
27. *Eardley D. M., Giddings S. B.* Classical black hole production in high-energy collisions // Phys. Rev. D. — 2002. — Vol. 66, № 4. — P. 044011—+.
28. *Yoshino H., Nambu Y.* High-energy head-on collisions of particles and the hoop conjecture // Phys. Rev. D. — 2002. — Vol. 66, № 6. — P. 065004—+.
29. *Dimopoulos S., Landsberg G.* Black Holes at the Large Hadron Collider // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Vol. 87, № 16. — P. 161602—+.
30. *Алексеев С. О., Стародубцева Д. А.* Черные дыры в моделях с некомпактными дополнительными измерениями // Журн. Эксперимент. Теор. Физ. — 2010. — Т. 138. — С. 652.
31. *Турьшев В. Г.* Экспериментальные проверки общей теории относительности: недавние успехи и будущие направления исследований // Успехи физ. наук. — 2009. — Т. 179, вып. 1. — С. 3.

ПОСТРОЕНИЕ И ИДЕНТИФИКАЦИЯ ПРОФИЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

Предлагается техника построения профилей излучения пульсаров на основе мгновенной индикатрисы углового распределения мощности излучения релятивистских частиц, движущихся по заданной траектории в магнитосфере нейтронной звезды. Данный метод иллюстрируется вычислением профилей излучения на примерах моделей изгибаго и веерного излучения пульсаров. Рассмотренные профили сравниваются с наблюдаемыми. Получено хорошее согласие с профилями гамма-пульсаров Краб, Геминга и некоторых других.

Technique for construction of profiles of pulsar emission based on instantaneous angular distribution of radiation from relativistic particles moving in the neutron star magnetosphere is suggested. This method is illustrated by calculation of the profiles of pulsar radiation based on the curvature and disk models of pulsar emission. The considered profiles are compared with observed ones. A good agreement was found with profiles of pulsars Crab, Geminga and others.

Введение

Открытие пульсаров, сделанное группой кембриджских радиоастрономов под руководством Э. Хьюиша [1] в 1967 г., существенным образом повлияло на дальнейшее развитие астрофизических исследований космического радиоизлучения. Было установлено, что пульсары представляют собой источники импульсного космического радиоизлучения с очень большой стабильностью периода. Они излучают в широком спектральном диапазоне — от метровых до сантиметровых волн включительно, а в ряде случаев — даже в оптическом, рентгеновском и гамма диапазонах. Замечательной особенностью пульсаров является то, что импульсы излучения повторяются через строго определенное, характерное для каждого пульсара время. На протяжении периода форма импульсов излучения может

иметь как простую, так и весьма сложную структуру, которая зависит от времени и частоты излучения. Но несмотря на эти вариации средняя форма профилей импульсов (полученная усреднением по периоду большого числа импульсов) стабильна и характерна для каждого пульсара. К настоящему времени сложились две принципиально разные точки зрения на геометрию излучения пульсаров — это изгибаемое излучение в модели Т. Голда [2] и веерное излучение, предложенное в теории В. Радхакришнана и Д. Кука [3]. Согласно первой модели пульсар представляет собой очень маленькую быстро вращающуюся нейтронную звезду со сверхсильным магнитным полем. Периодический характер излучения такой звезды наглядно объясняется моделью маяка с вращающимся лучом, который исходит из магнитных полюсов звезды и один раз за период попадает на наблюдателя. Так как источником излучения в этой модели являются потоки быстрых заряженных частиц (джеты), истекающие из магнитных полюсов в направления линий напряженности магнитного поля, то такое излучение стали называть также изгибным излучением. Согласно теории, предложенной В. Радхакришнаном и Д. Куком, излучение пульсаров является веерным излучением, которое исходит из прецессирующей вокруг направления оси вращения пульсара плоскости магнитного экватора пульсара, в результате чего луч света дважды за один период попадает на наблюдателя. После появления этих гипотез стало ясно, что пульсары представляют собой совершенно уникальные объекты для исследования вещества в экстремальных условиях сверхбольших плотностей (10^{14} — 10^{16} г/см³) и сверхсильных магнитных полей (10^{12} — 10^{15} Э) (см. [3–9]). Кроме того, пульсары открывают широкие возможности для применения свойств электромагнитного излучения сгустков (джетов) быстро движущихся релятивистских частиц.

Гипотеза о синхротронной природе механизма излучения пульсаров была выдвинута И. С. Шкловским [6] и продолжает интенсивно обсуждаться в научной литературе. При этом наибольшую дискуссию вызывают вопросы, связанные с расположением и динамикой потоков излучающих частиц в магнитосфере пульсара. В наших работах [10, 11] безотносительно к той или иной модели строения магнитосферы пульсаров был предложен универсальный кинематический метод построения профилей излучения пульсаров на основе построения точной пространственной индикатрисы (углового распределения) мощности релятивистского излучения. Идея этого метода состоит в том, что профиль излучения пульсара находится как се-

чение вращающейся индикатрисы излучения неподвижным в пространстве лучом зрения. По существу, это обратная задача, решение которой может помочь найти расположение источников излучения пульсаров и вместе с тем объяснить природу строгой периодичности излучения пульсаров.

Для идентификации с наблюдаемыми экспериментально профилями излучения предлагается использовать целый набор параметров: угол наклона магнитной оси пульсара относительно оси его вращения, углы, образованные лучом зрения с осью вращения пульсара и с направлением его магнитной оси. Кроме того, можно варьировать параметры самого излучения, такие как энергию электронов (γ -фактор), напряженность магнитного поля H радиус кривизны траектории электронов R , а также поляризацию и частоту излучения, число излучающих электронов в плазменных сгустках и так далее.

Основные характеристики релятивистского излучения

Прежде чем приступить к изложению самого метода построения профилей излучения пульсаров, рассмотрим некоторые из основных свойства релятивистского излучения (см. [12]). Наиболее важными из них являются остронаправленный характер излучения — это, так называемый, эффект прожектора, очень сильное возрастание мощности излучения и высокочастотный порядок спектра, в результате которого максимум мощности излучения может попасть в видимую или даже рентгеновскую область спектра. Эффект прожектора возникает в результате действия преобразований Лоренца для углов, а именно, если угол между направлением скорости излучающей частицы β (в единицах скорости света) и направлением излучения равен ϑ , то при переходе из системы покоя, где этот угол равен ϑ' , в лабораторную систему будем иметь

$$\sin \vartheta = \frac{\sin \vartheta'}{\gamma(1 - \beta \cos \vartheta')}.$$

Например, если $\vartheta' = \pi/2$, что соответствует движению частицы в направлении, перпендикулярном лучу зрения в системе покоя, то в лабораторной системе этот угол будет определяться как

$$\sin \vartheta = \frac{1}{\gamma} = \sqrt{1 - \beta^2}.$$

Отсюда следует, что эффективный угол, под которым еще наблюдается релятивистское излучение, ничтожно мал. Для современных синхротронов с γ -фактором порядка 10^4 этот угол составляет всего лишь около $20'$. В то же время увеличение скорости частицы приводит к резкому возрастанию мощности излучения, например, в случае синхротронного излучения, когда скорость и ускорение частицы взаимно ортогональны ($\beta \perp \mathbf{a}$), будем иметь

$$W = \frac{2e^2}{3c^3} a^2 \gamma^4 \approx \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Если же излучение при этом является еще и когерентным, то мощность излучения становится пропорциональной N^2 , где N — число частиц в излучающей сгустке. Высокочастотный характер спектра релятивистского излучения напрямую связан с эффектом прожектора. Дело в том, что в связи остронаправленным узким лучом зрения засветка мишени происходит за очень маленький промежуток времени. Световой импульс проскакивает сквозь мишень за время $\Delta \tilde{t} = \Delta s/c$, где $\Delta s = c(1 - \beta)\Delta t \approx c/\gamma^2$ — длина светового импульса, которая в ультрарелятивистском случае, когда $\beta \perp \mathbf{a}$ (синхротронное излучение) при $\Delta t \approx \Delta l/c = R\Delta\vartheta/ = 2R/c\gamma$ становится равной $\Delta s \approx R/\gamma^3$ и, стало быть, в ультрарелятивистском случае $\Delta \tilde{t} \approx R/c\gamma^3$. Но, как известно из оптики, для очень коротких световых импульсов частота излучения может достигать значений $\tilde{\omega}_{max} = 1/\tilde{t} = (c/R)\gamma^3 = \omega\gamma^3$, которые на очень много порядков превышают угловую скорость чисто механического движения ω . Все эти результаты с высокой степенью точности были подтверждены экспериментально на синхротронном излучении. Примечательно, что любая заряженная ультрарелятивистская частица, движущаяся произвольным образом по криволинейной траектории дает излучение, которое по своим свойствам ничем не отличается от синхротронного излучения [12]. Вот почему синхротронному излучению при высоких энергиях излучающих частиц мы уделяем особое внимание.

Так как частицы вбрасываются в магнитосферу пульсара в виде джета, то при достаточно высокой энергии вследствие эффекта прожектора все излучение распространяется внутри конуса индикатрисы с небольшим углом раствора. Это приводит к тому, что при незначительном поглощении излучения в магнитосфере пульсара мы наблюдаем лишь отдельные радиоимпульсы, а не непрерывное ра-

диоизлучение. Если радиолуч от пульсара не попадает на Землю, то мы такой пульсар никогда не увидим. Отсюда ясно, что далеко не всякая нейтронная звезда может наблюдаться с Земли как пульсар.

Метод кинематического проектирования профилей излучения пульсаров

Применяемый нами метод построения профилей излучения пульсаров можно использовать как в случае изгибного излучения пульсаров, так и в случае веерного излучения. Здесь мы изложим этот метод, не вдаваясь в динамику движения потоков заряженных частиц в магнитосфере пульсара, считая это движение заданным.

Изгибное излучение

Как мы уже отмечали, геометрия изгибного излучения была предложена Т. Голдом [2]. Релятивистские электроны в этой модели движутся вдоль линий напряженности магнитного поля из области магнитных полюсов нейтронной звезды. Однако в отличие от обычного синхротронного механизма, где релятивистские электроны движутся по спирали вокруг магнитных силовых линий, здесь электроны движутся практически точно по силовым линиям, а излучают только благодаря кривизне последних. В этом случае профили излучения пульсаров получаются как результат пересечения неподвижного луча зрения наблюдателя с индикатрисой углового распределения мощности мгновенного излучения, которая перемещается вместе с прецессией магнитного момента пульсара вокруг оси его вращения [13]. Здесь мы рассмотрим случай, когда мгновенная индикатриса создается джетами заряженных частиц (электронов или позитронов), которые истекают из полярной шапки магнитосферы пульсара, хотя можно было бы рассмотреть и более общий случай перемещения джета в произвольном относительно пульсара направлении. Для большей наглядности рассмотрим систему координат, которая вращается вместе с пульсаром вокруг неподвижной в космическом пространстве оси S , а направление магнитного момента μ не совпадает с направлением S и прецессирует вокруг него с угловой скоростью Ω . Пусть индикатриса мощности мгновенного излучения задана сферическими углами ϑ и φ во вращающейся вместе с магнитосферой пульсара системе координат с осями $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$. Направление на наблюдателя задается неподвижным во времени единичным

вектором \mathbf{n} , положение которого относительно S и μ определено постоянным углом ζ и переменным во времени сферическим углом ϑ . Значение второго угла φ , который также зависит от времени, задано в проекции вектора \mathbf{n} на подвижную плоскость \mathbf{i}, \mathbf{j} . Сам джет расположен во вращающейся плоскости единичных векторов \mathbf{k}, \mathbf{s} . Он перемещается в пространстве вместе с магнитосферой пульсара. Угловое распределение мощности мгновенного излучения в направлении телесного угла $d\Omega = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi$ для произвольно движущегося точечного заряда в безразмерной форме имеет вид (см. [12])

$$\frac{dW}{d\Omega} = \frac{e^2 a^2}{4c^3} \rho(\vartheta, \varphi, \epsilon)$$

$$\rho(\vartheta, \varphi, \epsilon) = \frac{\sin^2 \varphi \sin^2 \epsilon}{(1 - \beta \cos \vartheta)^2} + \frac{[(\beta - \cos \vartheta) \cos \varphi \sin \epsilon + \sin \vartheta \cos \epsilon]^2}{1 - \beta \cos \vartheta^5}$$

где ϵ — угол между скоростью и ускорением, остальные обозначения уже известны. Эта формула хороша тем, что содержит много параметров (см. ниже), которые позволяют построить профили излучения, соответствующие наблюдаемым. Если интерпретировать ρ как радиус-вектор, то он будет описывать некоторую поверхность в сферической системе координат, которую мы называем индикатрисой излучения. Результатом пересечения луча зрения наблюдателя с поверхностью индикатрисы и является профиль излучения пульсара или временная развертка мощности излучения. Чтобы перейти к построению профилей излучения пульсара, проведем некоторые геометрические преобразования. Распишем сферические углы ϑ и φ , образующие индикатрису в виде

$$(\mathbf{n}\mathbf{i}) = \sin \vartheta \cos \varphi = \frac{(\mathbf{n}[\mathbf{s}\mathbf{k}])}{\sin \alpha}, (\mathbf{n}\mathbf{j}) = \sin \vartheta \sin \varphi = \frac{(\mathbf{n}[\mathbf{s}\mathbf{k}]\mathbf{k})}{\sin \alpha}, (\mathbf{n}\mathbf{k}) = \cos \vartheta.$$

В системе отсчета, связанной с наблюдателем, единичные векторы $\mathbf{s}, \mathbf{n}, \mathbf{k}$ будут иметь компоненты

$$\mathbf{s} = (0, 0, 1), \mathbf{n} = (\sin \zeta \cos \lambda, \sin \zeta \sin \lambda, \cos \zeta),$$

$$\mathbf{k} = (\sin \alpha \cos \Omega t, \sin \alpha \sin \Omega t, \cos \alpha).$$

Можно ввести также так называемый позиционный угол ψ между плоскостями $\mu\mathbf{n}$ и $\mathbf{s}\mathbf{n}$, который задает положение луча зрения относительно плоскости вращения $\mu\mathbf{s}$. Для него получим

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{(\mathbf{n}[\mathbf{k}\mathbf{s}])}{(\mathbf{k}\mathbf{s}) - (\mathbf{n}\mathbf{s})(\mathbf{n}\mathbf{k})}.$$

В дальнейшем для простоты можно принять $\lambda = 0$, так как в случае периодического процесса начало отсчета времени не существенно, и тогда

$$\sin \vartheta \cos \varphi = \sin \zeta \cos \alpha \cos \Omega t + \cos \zeta \sin \alpha,$$

$$\sin \vartheta \sin \varphi = -\sin \zeta \sin \Omega t,$$

$$\cos \vartheta = \sin \zeta \sin \alpha \cos \Omega t - \cos \zeta \cos \alpha,$$

а позиционный угол определяется значением

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\sin \alpha \sin \Omega t}{\sin \zeta \cos \alpha - \cos \zeta \sin \alpha \cos \Omega t},$$

которое совпадает с известным выражением Манчестера и Тэйлора [5]. Таким образом, мы получили все тригонометрические функции индикатрисы излучения, выраженные через параметры наблюдения и вращения пульсара, которые можно использовать для построения профилей. Подставляя полученные тригонометрические функции в формулу для углового распределения мощности некогерентного излучения, мы получим зависящие от времени выражения, которые позволят построить профили излучения пульсаров в зависимости от роли того или иного параметра. Одним из важнейших параметров, входящих в формулу для индикатрисы, является скоростной параметр β . При построении профиля будем давать приращение β , при этом остальные параметры, входящие в формулу для $\rho(\vartheta, \varphi, \epsilon)$, оставим неизменными. Таким образом можно получить наглядную эволюцию формы профиля: с ростом β профиль существенно вытягивается относительно вертикальной оси, вдоль которой откладывается мощность излучения. Большинство наблюдаемых профилей соответствует параметру β , близкому к единице. Следующий параметр, который влияет на форму профиля — это азимутальный угол φ . В результате приращения азимутального угла происходит поворот плоскости джета, сопровождающийся соответствующим поворотом индикатрисы. Следуя введенным нами системам координат, получаем, что это поворот плоскости вокруг оси вращения нейтронной звезды. Таким образом, наблюдатель заметит, как меняется мощность излучения с изменением ориентации плоскости \mathbf{i}, \mathbf{k} джета. Излучение джетов релятивистских частиц может возникнуть не только вблизи полярной шапки пульсара, но и на некотором расстоянии от нее, что соответствует приращению полярного угла ϑ — еще одного углового параметра, входящего в формулу для построения профиля,

на некоторый постоянный угол. Можно показать, что при увеличении полярного угла пики профилей синхронно уменьшаются. Это позволяет судить о направлении джета излучающих частиц. Знание этого является важным шагом при построении модели магнитосферы пульсара. Соответствующий подбор параметров при построении профилей пульсаров позволяет получать профили, идентичные наблюдаемым. Показанная на рис. 1 идентификация построенных в [13] профилей с экспериментально наблюдаемыми профилями [4] пульсаров позволяет судить о возможностях изложенной здесь теории.

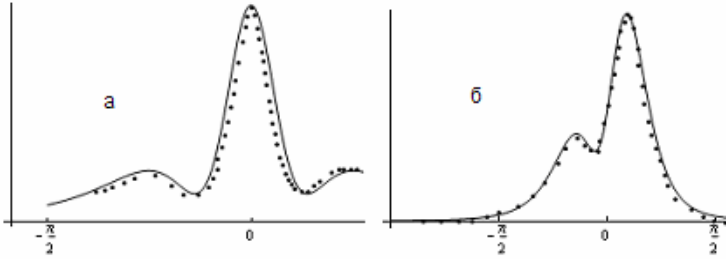


Рис. 1. Сравнение теоретических профилей пульсаров (сплошная линия) с экспериментально наблюдаемыми профилями (пунктир): а) PSR 0329+54; б) PSR 2021+51

Верное излучение

Следуя модели В. Радхакришнана и Д. Кука [3] рассмотрим теперь излучение заряженных релятивистских частиц, движущихся в плоскости, ортогональной магнитной оси экватора. Угловое распределение мощности в профиле излучения пульсара можно найти, определив значения в точках пересечения индикатрисы мощности излучения частицы, усредненной за период, с вектором \mathbf{n} . Если угловая скорость вращения излучающих частиц ω много больше Ω , то в случае релятивистских электронов (или позитронов)

$$\omega = \frac{e_0 H}{m_o c \gamma},$$

и вышеуказанное условие появления световой плоскости можно представить в виде

$$\gamma \ll \frac{e_0 H}{m_o c \Omega}.$$

Для пульсаров можно принять [4, 5] $\Omega \approx 10c^{-1}$, $\approx 10^{12}\Theta$ вблизи поверхности и $\approx 10^2\Theta$ на периферии магнитосферы (вблизи светового цилиндра). Тогда из последнего неравенства следует, что $\gamma \ll 10^8\text{--}10^{18}$, т. е. в рассматриваемом нами релятивистском и даже ультрарелятивистском случаях это соотношение всегда выполняется. Далее, введем систему координат, в которой направление магнитной оси пульсара вдоль единичного вектора \mathbf{k} задано углами κ и Ωt так, что

$$\mathbf{n} = (\cos \lambda \sin \delta, \sin \lambda \sin \delta, \cos \delta)$$

$$\mathbf{k} = (\sin \kappa \sin \Omega t, -\sin \kappa \cos \Omega t, \cos \kappa).$$

На этот раз в качестве исходной характеристики для определения профилей излучения пульсаров возьмем усредненную по периоду обращения источника излучения вокруг пульсара индикатрису. Так как предполагается, что излучающие частицы обладает очень большой скоростью, то большая часть излучения будет сформирована вблизи экваториальной плоскости симметрии, которую мы будем называть световой плоскостью, а направление, соответствующее максимуму излучения, очевидно, лежит в самой световой плоскости. Перпендикулярная световой плоскости ось совпадает с дипольным магнитным моментом пульсара μ и, как и ранее, прецессирует вокруг оси вращения пульсара с угловой скоростью Ω . Угловое распределение излучения, усредненное по периоду обращения источника вокруг пульсара, представляется в виде

$$\overline{dW} = W \rho(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta$$

где W — полная мощность излучения, являющаяся релятивистским инвариантом; $\rho(\vartheta)$ — нормированная на единицу функция углового распределения излучения

$$\int_0^\pi \rho(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta = 1$$

В случае синхротронного излучения

$$W = \frac{2}{3} \frac{e}{c} \omega^2 \beta^2 \gamma^4$$

и

$$\rho(\vartheta) = \frac{3}{8} \gamma^{-4} \left[\frac{2 + \beta^2 \sin^2 \vartheta}{(1 - \beta^2 \sin^2 \vartheta)^{5/2}} - \frac{\sin^2 \vartheta (4 + \beta^2 \sin^2 \vartheta)}{4\gamma^2 (1 - \beta^2 \sin^2 \vartheta)^{7/2}} \right]$$

Угол ϑ , очевидно, меняется с течением времени, так как единичный вектор \mathbf{k} , задающий положение световой плоскости, прецессирует вокруг вертикальной оси z . Чтобы найти $\cos \vartheta$, можно воспользоваться скалярным произведением векторов \mathbf{k} и \mathbf{n} . Используя их компоненты, находим

$$\cos \vartheta = \cos \delta \cos \kappa - \sin \delta \sin \kappa \sin(\lambda - \Omega t).$$

Зная $\vartheta(t)$, мы тем самым определяем профиль излучения $\rho(t)$ и излучаемую в направлении интервала $\sin \vartheta d\vartheta$ мощность \overline{dW} . Максимум излучения будет зарегистрирован в момент пересечения световой плоскостью луча зрения наблюдателя, когда $\cos \vartheta = 0$, что соответствует

$$\sin(\Omega t - \lambda) = -\cot \delta \cot \kappa$$

Последнее уравнение, очевидно, имеет при $|\cot \delta \cot \kappa| \leq 1$ два решения на периоде прецессии, которые при $\delta = \pi/2 \pm \kappa$ совпадают. Другими словами, световая плоскость дважды за период пересекает направление на наблюдателя, если угол между вектором \mathbf{n} и плоскостью xy меньше κ . Если световая плоскость пересекает луч зрения (или касается его), то без ограничения общности можно выбрать угол λ так, чтобы при $t = 0$ луч зрения лежал в световой плоскости. Тогда уже в начальный момент времени импульс излучения будет принимать свое максимальное значение $\rho(\vartheta = \pi/2)$ и

$$\sin \lambda = \cot \delta \cot \kappa$$

Возможен и другой более наглядный вариант записи этого соотношения

$$\sin \kappa = \frac{\cos \delta}{\sqrt{\cos^2 \delta + \sin^2 \delta \sin^2 \lambda}}, 0 < \kappa, \delta \leq \pi/2.$$

Отсюда также следует, что для одних и тех же острых углов κ и $\delta \leq \pi/2$ выражение $\kappa \sin \lambda$ дважды принимает одинаковые значения в диапазоне $0 < \lambda < \pi$, т. е. для λ_1 и $\lambda_2 = \pi - \lambda_1$, что соответствует указанным выше двум возможным пересечениям луча зрения со световой плоскостью. Заметим также, что в соответствии с определением двух максимумов профиля веерного излучения можно получить дополнительную информацию о фазовом расстоянии между импульсами

$$\Omega t_{1,2} = \pm \arccos(\cot \delta \cot \kappa),$$

из которой при заданном $\Omega t_{1,2}$ вытекает также соотношение между углами δ и κ .

При $\lambda_1 = \lambda_2 = \pi/2$ имеем $\kappa = \pi/2 - \delta$. В этом случае луч зрения касается, но не пересекает световую плоскость. Случай $\kappa = 0$ реализуется при отсутствии механической прецессии, когда пульсар может наблюдаться только как источник синхротронного излучения с постоянной светимостью и угловым распределением излучения $\rho(\vartheta)$.

Заметим, что в ультрарелятивистском случае $\gamma \gg 1$ и все излучение сосредоточено в непосредственной близости от световой плоскости $\vartheta \approx \pi$. Длительность импульса излучения при этом много меньше Ω^{-1} . Это позволяет разложить функцию $\rho(\vartheta)$ в ряд по малым углам $\chi = \pi/2 - \vartheta$, или по малым t . Более подробно эти вопросы изучены в наших работах [10, 11, 13].

Мы рассмотрели наиболее простую модель веерного излучения пульсаров. Некоторые из полученных профилей близки по форме с наблюдаемыми (рис. 2). Здесь мы сравним профили γ излучения пульсаров Краб, Вела и Геминга с профилями, полученными из синхротронных индикатрис излучения. В частности, профили, полученные этим методом, имеют точно определенное соотношение между шириной пика, расстоянием между пиками и уровнем плато между ними. Таким образом, если расчетный профиль близок к наблюдаемому, то это может означать, что в этом случае предлагаемая нами модель адекватна и мы получаем информацию о, углах κ и δ . При этом энергетический параметр электронов (позитронов) был выбран по следующим причинам.

Большинство пульсаров с веерным излучением создает два широких пика за период. Если энергия фотона лежит в области E_γ , а критическая частота синхротронного излучения $\tilde{\omega}_\gamma \approx eH\gamma^2/(mc)$, то мы находим, что для частицы $\gamma^2 \geq mcE_\gamma/eH\hbar$. Для магнитных полей порядка $H \approx 10^{12}$ Э мы получаем $\gamma \geq 10$ или для скорости частицы $\beta \geq 0.99$. Значения β были выбраны так, чтобы получить наибольшее приближение к ширине пика. Очевидно, что увеличение энергии частицы приводит к утоньшению пиков. Считается, что пульсар в туманности Краба имеет угол наклона к оси вращения близкий к 90° , поэтому мы выбрали $\kappa = 85^\circ$. Тогда наибольшее совпадение с наблюдаемыми профилями, полученными BATSE, имеет место при $\delta = 15^\circ$. Хорошее согласие теории и эксперимента дает идентификация профилей излучения известного пульсара Геминга в γ -диапазоне для $E_\gamma > 100$ МэВ с расчетными параметрами $\delta = 89^\circ$, $\kappa = 10^\circ$, $\beta = 0.992$ и в диапазоне более мягкого рентгеновского излучения с энергиями фотонов 0.53–1.5 кэВ, наблюдавшийся ROSAT,

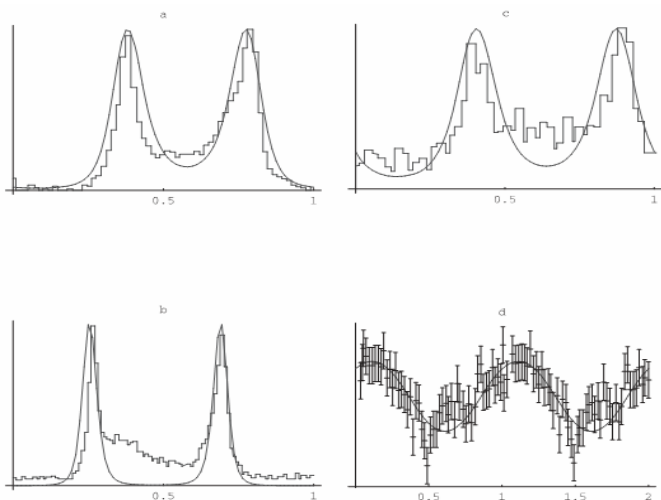


Рис. 2. Профили пульсаров с веерным излучением. Сплошные линии показывают результаты моделирования, гистограммы соответствуют наблюдаемым профилям: а) Краб; б) Вела; в) Геминга — гамма-пульсары; д) — Геминга с X-излучением

рассчитанный для углов $\delta = 80^\circ$, $\kappa = 4^\circ$ и $\beta = 0.94$. Во всех этих случаях получено хорошее согласие выбранной модели с наблюдаемыми профилями [11, 12].

Заключение

Мы показали, что наша теория, в принципе, позволяет с большей точностью описывать наблюдаемые профили излучения пульсаров. Разумеется, окончательный вывод о справедливости той или иной модели дает идентификация построенных профилей с экспериментально наблюдаемыми профилями излучения пульсаров. Это зависит от конкретного набора параметров, используемых в данной модели излучения нейтронной звезды, таких как угол наклона магнитной оси к оси вращения, угол между лучом зрения и осью вращения пульсара, скорость или энергия излучающих частиц, их траектория и, стало быть, напряженность магнитного и электрического полей вблизи полярной шапки магнитосферы пульсара или в эквато-

риальной плоскости магнитосферы. С применением этих параметров и методов современной компьютерной графики становится возможным на основе экспериментально наблюдаемых профилей излучения пульсаров, построить соответствующую индикатрису излучения и таким образом определить расположение и кинематику источника излучения в магнитосфере пульсара. Подтверждением правильности разработанного здесь метода является то, что некоторые из построенных нами профилей излучения пульсаров оказались в хорошем соответствии с наблюдаемыми профилями конкретных пульсаров. Конечно, эти результаты могут быть улучшены за счет более тщательной подборки параметров. Кроме того, можно использовать и некоторые дополнительные условия. Например, малые колебания параметров могут привести к часто наблюдаемой в экспериментах тонкой структуре профилей пульсаров. Это условие может быть связано с тем, что релятивистские электроны движутся в поле излучения других электронов, испущенных ранее. Кроме того, дополнительную информацию о параметрах источников излучения в магнитосфере пульсаров могут дать профили поляризованного излучения пульсаров, для которых применима та же методика, что и для рассмотренных здесь профилей полного излучения. Таким образом, предлагаемая в данной работе идентификация профилей излучения пульсаров в дальнейшем может помочь глубже разобраться с феноменом периодичности и тонкой структуры профилей излучения нейтронной звезды. Так как синхротронное излучение является некогерентным, то за основу наших построений взята индикатриса излучения одной частицы. Однако совсем недавно в теории синхротронного излучения были получены новые результаты по угловому распределению мощности излучения на низких гармониках. Оказалось, что в этом случае вопреки сложившимся представлениям максимум мощности релятивистского синхротронного излучения приходится на очень большие, порядка нескольких десятков градусов, углы отклонения от плоскости орбиты излучающих электронов [12].

В результате становится возможным визуальное наблюдение первых гармоник синхротронного излучения. В то же время хорошо известно, что именно в низкочастотном диапазоне спектра происходит значительное усиление мощности излучения за счет эффекта когерентности излучения от плазменных сгустков релятивистских электронов. В связи с этим, естественно, представляет большой интерес построение в этом радиодиапазоне соответствующих профилей когерентного излучения пульсаров.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России». Государственные контракты №02.740.11.0238. №11789. 05-02-17043).

Список литературы

1. Хьюиш Э. Пульсары // УФН. — 1969. — Т. 97, вып. 4. — С. 713.
2. Gold T. Rotation Neutron Stars as the Origin of Pulsating Radio Sources // Nature. — 1968. — Vol. 218. — P. 731–732.
3. Radhakrishnan V., Cooke D. J. Magnetic Poles and the Polarization Structure of Pulsar Radiation // Astrophys. Lett. — 1969. — Vol. 3. — P. 225.
4. Дэйсон Ф., тер Хаар Д. Нейтронные звёзды и пульсары. — М.: Мир, 1975.
5. Манчестер Р., Тейлор Дж. Пульсары. — М.: Мир, 1980.
6. Шкловский И.С. Звёзды: их рождение, жизнь и смерть. — М.: Наука, 1980.
7. Шапиро С. А., Тьюколски С. А. Чёрные дыры, белые карлики и нейтронные звёзды. — М.: Мир, 1985.
8. Малов И. Ф. Радиопульсары. — М.: Наука, 2004.
9. Бескин В. С. Осесимметричные стационарные течения в астрофизике. — М.: Физматлит, 2005.
10. Бордовицын В. А., Энн В. Я., Гущина В. С., Буленок В. Г. Метод кинематического проектирования профилей излучения пульсаров // Известия вузов. Физика. — 2000. — Т. 43, вып. 1. — С. 26.
11. Bordovitsyn V., Epp V., Bulenok V. Kinematic Progetcing of Pulsar Profiles // Particle Physics at the Start of the New Millenium: Proc. of the Ninth Lomonosov Conf. on Elementary Particle Phys., Moscow, 20–26 Sep. 1999. — Singapore: World Scientific, 2001.
12. Багров В. Г., Бисноватый-Коган Г. С., и др. Теория излучения релятивистских частиц. Под ред. Бордовицына В. А. — М.: Физматлит, 2002.
13. Немченко Е. А. Построение и идентификация профилей изгибающего излучения пульсаров // Известия вузов. Физика. — 2009. — Т. 52, вып. 6. — С. 3.

КОСМИЧЕСКИЙ МУСОР. ИССЛЕДОВАНИЕ ОРБИТАЛЬНОЙ ДИНАМИКИ

Лекция посвящена изложению результатов исследования долго-временной орбитальной эволюции объектов космического мусора, обращающихся в зонах GEO и МЕО околоземного космического пространства. Известно, что эти зоны лишены механизма самоочистки от космического мусора.

Review of investigation results of space debris long time orbital evolution are presented in this lecture. The orbital evolution of GEO and MEO objects are considered. It is known that these regions have no innate cleaning mechanism from space debris.

Общие сведения

Как известно [1, 2] значительная часть отслуживших свой срок космических аппаратов (КА), отработавших верхних ступеней ракет-носителей, а также различные элементы конструкций КА превращается в космический мусор. Дополнительная засоренность возникает в результате преднамеренных или самопроизвольных взрывов на орбитах или при столкновении космических аппаратов. По данным НАСА на июль 2009 г (<http://www.nasa.gov>) на околоземных орбитах находилось примерно 19 000 объектов более 10 см в диаметре. Популяция частиц с размерами между 1 и 10 см в диаметре составляла примерно 500 000, а популяция частиц с диаметром менее 1 см превосходила по численности 10 млн. При этом в околоземном пространстве находилось 12 850 крупных объекта искусственного происхождения, причем среди них было всего 3 190 космических аппарата, и только 6 % функционирующих, а все остальное космический мусор. Вся эта совокупность неуправляемых объектов стала частью околоземной космической среды, эволюция которой происходит по законам небесной механики. Динамика полета определяется совокупностью и спецификой действия сил, характерных для данной области пространства. При этом механизм образования объектов также оказывает значительное влияние на общую картину их орбитальной эволюции.

Напомним, что по типу орбит все каталогизированные объекты принято делить на следующие классы или области [1]:

- LEO — low-Earth orbist, то есть низкоорбитальные объекты;
- MEO — medium Earth orbits, объекты между LEO и GEO;
- GEO — geostationary orbits, объекты на геостационарных орбитах;
- GTO — GEO transfer orbits, объекты на орбитах перехода в область GEO;
- НЕО — highly eccentric orbits. объекты с большими эксцентриситетами орбит.

Последние два класса практически совпадают.

В процентном отношении все каталогизированные аппараты делятся по областям следующим образом LEO — (с высотами менее 2 000 км) — 69.2 %; MEO — 3.9 %; GEO — 7.8 %; НЕО/GTO — 9.7 %. И небольшая фракция, примерно 150 объектов, находится на далеких от Земли орбитах.

Настоящая лекция посвящена изложению методов, алгоритмов и результатов исследования долговременной орбитальной эволюции объектов космического мусора, обращающихся в зонах GEO и MEO околоземного космического пространства. Известно, что в отличие от нижней области зоны LEO, эти зоны лишены механизма самоочистки и космический мусор может существовать здесь сколь угодно долго.

Программно-математический комплекс

Структура комплекса математических моделей и программ

В отделе небесной механики и астрометрии НИИ ПММ ТГУ разработан комплекс математических моделей для исследования процессов образования и динамической эволюции объектов космического мусора. Этот комплекс состоит из следующих программно-математических модулей:

- численная модель движения систем ИСЗ;
- математическая модель распада космического аппарата;
- вычисление пространственной плотности фрагментов распада;
- определение характеристик динамической хаотичности объектов;

- построение областей возможных движений объектов;
- методика для выявления вековых резонансов и исследования их влияния на орбитальную эволюцию объектов.

Дадим краткую характеристику каждого из модулей с кратким описанием результатов тестирования этих модулей в различных задачах.

Численная модель движения систем ИСЗ

Программа «Численная модель движения ИСЗ» была разработана и усовершенствована ее авторами [3]. Адаптация программы для кластера «Скиф Cyberia» Томского университета позволила существенно повысить качество получаемых с помощью программы результатов и расширить возможности ее использования [4]. Дифференциальные уравнения движения в инерциальной системе координат, связанной с центральным телом, имеют вид:

$$\frac{d^2\mathbf{x}}{dt^2} = \mathbf{f}(\mathbf{x}) = -\frac{\mu}{r^3}\mathbf{x} + [ABCD]^T \frac{\partial U}{\partial \mathbf{x}} + \mathbf{P} \quad (1)$$

с начальными условиями

$$\mathbf{x}_0 = \mathbf{x}(t_0), \quad \dot{\mathbf{x}}_0 = \dot{\mathbf{x}}(t_0), \quad (2)$$

где \mathbf{x} — вектор положения; t — физическое время; $\mu = k^2 M$ — гравитационный параметр; k — постоянная Гаусса; $r = |\mathbf{x}|$ — радиус-вектор; $U = U(\mathbf{x})$ — потенциальная функция консервативных возмущающих сил; \mathbf{P} — неконсервативные силы. Возмущающее ускорение, стоящее в правой части уравнений движения разделено на два слагаемых. Первое содержит все возмущающие ускорения, производимые силами, имеющими потенциал, к которым в рассматриваемом случае относятся все возмущения, связанные с Землей. Поскольку все эти силы вычисляются в системе координат, жестко связанной с Землей, а уравнения движения интегрируются в инерциальной системе координат, перед первым слагаемым стоит произведение матриц [5] для преобразования координат из земной вращающейся системы в земную инерциальную. Причем матрица A задает движение полюса, D есть матрица прецессии, C — матрица нутации, матрица B осуществляет преобразование инерциальной системы истинной даты во вращающуюся систему истинной даты. Ко второму слагаемому относятся все возмущающие ускорения, обусловленные силами, не имеющими потенциала. В данном случае это возмущающее влияние Луны

и Солнца, световое давление, сопротивление атмосферы. Используемая в программном комплексе модель возмущающих сил, действующих на ИСЗ, включает возмущения, обусловленные несферичностью гравитационного поля Земли, влиянием приливных деформаций в теле Земли, притяжением Луны, Солнца и больших планет, световым давлением и влиянием атмосферы Земли. Потенциал гравитационного поля Земли представлен в виде разложения по шаровым функциям в системе координат, жестко связанной с Землей. Шаровые функции и их частные производные вычисляются по рекуррентному алгоритму Каннингема [5]. В соответствии с рекомендациями Международной службы вращения Земли [6] все параметры разложения потенциала Земли берутся из модели геопотенциала EGM96, имеющей 360-й порядок и степень. Влияние приливных деформаций, происходящих в теле Земли под действием притяжения от Луны и Солнца, вводится в виде добавок [6] в мгновенные значения коэффициентов разложения гравитационного поля Земли. Учитываются: твердый прилив, модель Лява и отклонение модели Лява от модели Вара, полюсный и океанический приливы. При вычислении возмущений от Луны, Солнца и больших планет используются фонды координат больших планет DE405 — высокоточных вычислений, и DE406 — для исследования долговременной орбитальной эволюции околоземных космических объектов. При учете возмущений от светового давления вводится функция тени. Аналитические условия вхождения в тень вычисляются через прямоугольные координаты спутника и Солнца [5]. При учете влияния атмосферы используется новая национальная модель атмосферы Земли ГОСТ Р 25645.166-2004. Для интегрирования уравнений движения () в программном комплексе используется модифицированный В. А. Авдюшевым интегратор Гаусса—Эверхарта [7]. Интегратор позволяет использовать пошаговые разбиения Гаусса—Радо и Гаусса—Лобатто и варьировать порядок интегратора от 7 до 39.

Характеристики точности и быстродействия модели

Программно-математический комплекс «Численная модель движения систем ИСЗ» был проверен [4] на большом количестве задач. Быстродействие нового программного комплекса было исследовано нами при совместном прогнозировании движения 24 ИСЗ типа ГЛО-НАСС и 200 геосинхронных спутников. Оценки получены с использованием различных вариантов распараллеливания задачи, а также

Таблица 1. ИСЗ ГЛОНАСС. Время моделирования в секундах

Процессоры	16 ₁₀	32 ₁₀	Процессоры	16 ₁₀	32 ₁₀
1	320	10478	8	39	618
2	134	4202	12	40	453
4	57	1169	24	54	325
6	52	773			

на разрядных сетках, соответствующих 16 и 32 десятичным разрядам. В табл. 1 приведены данные о времени выполнения задачи прогнозирования движения 24 объектов типа ГЛОНАСС при различном распараллеливании задачи и с использованием двух указанных выше разрядных сеток.

Таблица 2. Геоостационары. Время прогноза в секундах. 64 бита

Процессоры	1	2	4	5	10	20	100	200
Объекты								
50	129	64	—	36	32	—	—	—
100	281	129	68	60	46	76	224	—
200	598	223	145	121	67	106	276	525

В табл. 2 представлены аналогичные данные для прогнозирования движения 200 геоостационарных спутников с использованием сетки в 16 десятичных разрядов. А в табл. 3 — данные, полученные для тех же объектов на 32 разрядной сетке.

Таблица 3. Геоостационары. Время прогноза в секундах. 128 бит

Процессоры	1	2	4	5	10	20	50	100
Объекты								
50	2145	1099	—	464	297	—	263	
100	4263	2146	1148	888	476	326	—	224
200	8584	4259	2658	1739	890	510	365	440

Оценка точности модели была нами выполнена в процессе улучшения орбиты ИСЗ Лагеос по лазерным наблюдениям этого спутника на семи суточном интервале времени. Для этого комплекс программ, предназначенных для прямого прогнозирования движения,

был дополнен пакетом программ для решения задачи улучшения орбит по данным измерений методом наименьших квадратов. Результаты показали, что при тщательном отборе наблюдений сантиметровая точность достигается практически на всем интервале, охваченном наблюдениями. Отбраковка наблюдений производилась по правилу 3σ , где σ — среднеквадратическая ошибка единицы веса, получаемая в процессе улучшения орбиты методом наименьших квадратов.

Математическая модель распада космического аппарата

Математические модели распада космических аппаратов в результате столкновения и взрыва детально описаны в нашей работе [8]. Там же приведены результаты тестирования моделей распада на реальных измерениях, которые показали очень хорошее совпадение моделируемых явлений с наблюдаемыми. В связи с ограниченностью объема данной публикации мы отсылаем всех интересующихся этой проблемой к нашей работе [8].

Определение характеристик динамической хаотичности объектов

В качестве основной характеристики хаотичности движения будем рассматривать усредненный параметр MEGNO, то есть среднее экспоненциальное расхождение двух близких орбит [9, 10]. Этот параметр представляет собой взвешенную по времени интегральную форму ляпуновского характеристического числа, и может быть представлен в интегральной форме следующим образом:

$$Y_{\psi}(t) = \frac{2}{t} \int_0^t \frac{\dot{\delta}_{\psi}(s)}{\delta_{\psi}(s)} s ds, \quad (3)$$

а средняя величина от $Y_{\psi}(t)$ определяется как

$$\bar{Y}_{\psi}(t) = \frac{1}{t} \int_0^t Y_{\psi}(t) ds, \quad (4)$$

где $\delta_{\psi}(t)$, так называемый касательный вектор, который измеряет эволюцию начального бесконечно малого отклонения $\delta_{\psi}(0)$ между решением $\psi(t)$ и очень близкой орбитой, причем $\delta = \|\delta\|$, $\dot{\delta} = \dot{\delta}\delta/\delta$. Эта эволюция с точностью до бесконечно малых второго порядка

может быть описана вариационным уравнением вида

$$\frac{d\delta_\psi}{dt} = \mathbf{J}(\mathbf{f}(\psi(t)))\delta_\psi(t), \quad \mathbf{J}(\mathbf{f}(\psi(t))) = \frac{\partial \mathbf{f}(\psi(t))}{\partial \mathbf{x}} \quad (5)$$

где $\mathbf{J}(\mathbf{f}(\psi(t)))$ есть матрица Якоби системы дифференциальных уравнений движения.

Как было показано в [10] в задачах численного моделирования целесообразно заменить интегральные соотношения для вычисления MEGNO дифференциальными уравнениями и интегрировать совместно с уравнениями движения и уравнениями в вариациях еще два уравнения

$$\frac{d\mathbf{y}}{dt} = \frac{\dot{\delta}\delta}{\delta\delta}t, \quad \frac{d\mathbf{w}}{dt} = 2\frac{\mathbf{y}}{t} \quad (6)$$

причем величины y и w связаны с параметрами MEGNO как

$$Y_\psi(t) = 2y(t)/t, \quad \bar{Y}_\psi(t) = w(t)/t \quad (7)$$

Таким образом, вычисление параметров MEGNO осуществляется совместным интегрированием уравнений движения (4), уравнений в вариациях (5), и уравнений параметров y и w (6) с последующим применением формул (7). Порядок интегрируемой системы равен четырнадцать.

Эволюция $\bar{Y}_\psi(t)$ во времени позволяет выявить различный характер орбит. Так, например, известно [10], что для квазипериодических (регулярных) орбит $\bar{Y}_\psi(t)$ осциллирует около 2, а для устойчивых орбит типа гармонического осциллятора $\bar{Y}_\psi(t) = 0$. Эти особенности могут быть использованы при отладке программы вычисления MEGNO. Наиболее трудоемкой частью алгоритма в задачах исследования динамической хаотичности орбит ИСЗ является вычисление матрицы Якоби, которая состоит из вторых частных производных по прямоугольным координатам от трех потенциалов: геопотенциала, представленного в виде разложения по сферическим функциям и потенциалов Луны и Солнца, а также первых производных от сил, не имеющих потенциала. Причем модель сил во всех уравнениях должна иметь один и тот же набор параметров.

Численная модель движения систем ИСЗ была нами дополнена уравнениями в вариациях и уравнениями для вычисления параметров MEGNO. Тестирование программного комплекса на объектах геостационарной зоны с устойчивым, квази периодическим и неустойчивым движением показало, что указанные выше свойства хаотичности движения хорошо выявляются [11].

Построение областей возможных движений объектов

Прогнозирование движения реальных объектов, как известно [12], должно осуществляться не в виде номинальных орбит, а в виде областей возможных движений (доверительных областей) объектов. Построение областей непосредственно связано с точностью определения начальных параметров движения по данным измерений и несет информацию о реальности наших знаний об орбитальном движении. Без такого исследования невозможно сколько-нибудь надежное прогнозирование столкновений околоземных объектов друг с другом. О необходимости такого подхода и для космического мусора говорится в недавней работе Ж. Томми, А. Милани и А. Росси [13].

В отличие от классического алгоритма, основанного на генерировании случайных точек, заполняющих всю вероятностную область, мы будем использовать более экономичный алгоритм [14], в котором доверительная область движения объекта заменяется ее граничной поверхностью.

Начальная вероятностная область решения \mathbf{q} для каждого объекта может быть определена относительно МНК-оценки $\hat{\mathbf{q}}$ с использованием ковариационной матрицы \mathbf{D} по формуле

$$\mathbf{q}^i = \mathbf{A}\boldsymbol{\eta}^i + \hat{\mathbf{q}}, (i = 1 \dots N), \quad (8)$$

где $\boldsymbol{\eta}$ — 6-мерный вектор случайных чисел, распределенных по нормальному закону; \mathbf{A} — верхняя треугольная матрица, такая что $\mathbf{A}^T \mathbf{A} = \mathbf{D}$; а N — число рассматриваемых решений. Точки \mathbf{q}^i дают вероятностное распределение возможных значений \mathbf{q} в фазовом пространстве определяемых параметров. НК-оценка ковариационной матрицы, определяемая выражением

$$\hat{\mathbf{D}} = \sigma_0^2 [\mathbf{R}^T(q) \mathbf{R}(q)]^{-1}, \quad (9)$$

где \mathbf{R} — матрица изохронных производных; P — весовая матрица; σ_0 — среднеквадратическая ошибка единицы веса. Граничная поверхность доверительной области задается величиной

$$\gamma^* = m\sigma_0^2 F^*,$$

где F^* — верхняя квантиль функции Фишера определяемая по числу наблюдений n , числу неизвестных m , среднеквадратической ошибке σ_0 и заданной вероятности P .

В общем случае

$$(\mathbf{q}^i - \hat{\mathbf{q}})^T \mathbf{Q} (\mathbf{q}^i - \hat{\mathbf{q}}) = \gamma_i, \mathbf{Q} = \mathbf{R}^T \mathbf{R},$$

но для всех точек \mathbf{q}^i , лежащих на граничной поверхности $\gamma_i = \gamma^*$, поэтому можно ввести так называемый растягивающий коэффициент

$$l_i = \gamma_i / \gamma^*$$

и отобразить все точки моделируемые алгоритмом (7) на граничную поверхность. Далее методом Монте-Карло с помощью данного алгоритма формируется доверительная область в виде множества случайных многомерных точек, заполняющих граничную поверхность доверительного эллипсоида.

Тестирование алгоритма на модельных наблюдениях объектов геостационарной зоны показало [15], что размеры области возможных движений полностью определяются точностью используемых измерений.

Выявление вековых резонансов и исследование их влияния на орбитальную эволюцию объектов

Вековые резонансы проявляют себя очень по-разному в движении искусственных спутников Земли. В зависимости от типа резонанса и эксцентриситета орбиты они могут вызывать долговременные орбитальные изменения, а могут и определять время жизни спутника, как это было с первым спутником серии Прогноз [16].

Большой интерес представляют в настоящее время исследования орбитальной эволюции объектов навигационных систем, развернутых в зоне МЕО: GPS и ГЛАНАСС, и разворачиваемой — системы ГАЛИЛЕО. В работах [17, 18] показано, что для орбит с наклонами, выбранными для созвездий навигационных систем, возмущения от вековых лунно-солнечных резонансов, являются наибольшими в области МЕО. Эти возмущения приводят к возрастанию эксцентриситета орбиты, что существенно меняет положение орбиты в пространстве. В результате по прошествии определенного количества времени могут происходить опасные сближения и даже столкновения отработавших объектов с функционирующими КА. Наши оценки подтвердили этот результат, поэтому мы разработали численно аналитическую методику выявления вековых резонансов и анализа их влияния на движения отработавших КА. Главным аппаратом исследования является, как и раньше, наша численная модель движения ИСЗ, а аналитический подход используется для выявления резонансов по определению величины малых знаменателей, возни-

кающих при моделировании движения, для анализа поведения критического аргумента и для интерпретации численных результатов.

Аналитическое исследование вековых резонансов в движении ИСЗ выполняют при следующих ограничениях [19]:

- влияние геопотенциала ограничивают второй зональной гармоникой,
- Солнце и Луну рассматривают движущимися по круговым орбитам в фиксированной плоскости, а в их потенциалах учитывают только главный член разложения в ряд по полиномам Лежандра (задача Хилла),
- все остальные возмущения отбрасывают,
- возмущающую функцию задачи осредняют либо однократно, по средней аномалии М спутника, либо двукратно по средним аномалиям спутника и третьего тела.

При сделанных выше предположениях аргумент разложения возмущающей функции в ряд в однократно осредненной задаче будет иметь следующий вид

$$\phi = (l - 2p' + q')M' + (l - 2p)\omega + (l - 2p')\omega' + j(\Omega - \Omega'),$$

а в двукратно осредненной задаче запишется как

$$\hat{\phi} = (l - 2p)\omega + (l - 2p')\omega' + j(\Omega - \Omega'),$$

причем

$$M' = M'_0 + n'(t - t_0), \omega' = \omega'_0 + \dot{\omega}'(t - t_0),$$

$$\Omega' = \Omega'_0 + \dot{\Omega}'(t - t_0),$$

$$\omega = \omega_0 + \dot{\omega}(t - t_0), \Omega_0 + \dot{\Omega}(t - t_0),$$

Здесь везде штрих относится к третьему телу.

Условия возникновения резонанса можно представить как

$$\dot{\phi} = 0, \hat{\phi} = 0 \quad (10)$$

При этом следует иметь в виду, что вековые скорости $\dot{\omega}$ и $\dot{\Omega}$ определяются влиянием как второй зональной гармоникой, так и третьего тела, причем степень возникающих резонансных возмущений существенно зависит [17, 18] от величины наклонения. Именно поэтому такого рода резонансы называют зависящими от наклонения.

Учитывая, что влияния Луны и Солнца можно считать аддитивными получаем соотношения для 26 возможных вековых резонансных соотношений низких порядков

$$\dot{\Omega} - \dot{\Omega}' \pm M' \pm \dot{\omega} = 0, 2M' \pm (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}') \pm 2\dot{\omega} = 0, \dot{\omega} \pm M' = 0, \quad (11)$$

$$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}') \pm \dot{\omega} = 0, (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}') \pm 2\dot{\omega} = 0, \dot{\omega} = 0, \quad (12)$$

Эти резонансы носят название резонансов Лидова–Козаи [19]. Следует сказать, что точно эти соотношения выполняются редко, однако близость их к нулю говорит о появлении в решении малых знаменателей, способных существенно повлиять на решение. Реализованная нами методика состоит в том, чтобы выявить с помощью проверки соотношений (11) и (12) наличие малых знаменателей и проследить эволюцию во времени соотношений (10), чтобы выяснить насколько острым является резонанс. Далее орбитальная эволюция объекта, заслуживающего внимания, исследуется численно.

Исследование динамики объектов зоны GEO

Главным источником принципиальных изменений орбит ИСЗ являются всевозможные резонансы, без рассмотрения которых невозможно понять существа происходящих явлений. В зоне GEO имеет место, так называемый тессеральный резонанс, задаваемый соизмеримостью среднего движения спутника с периодом вращения Земли вокруг своей оси. Физическим источником возникновения резонансной силы является эллиптичность экватора Земли, а поскольку избытков массы два, имеет место наложение резонансов, которое приводит к возникновению областей хаотичности. Попадание объекта в эти области приводит к непредсказуемому изменению его орбиты и к возможному появлению орбит, чреватых столкновениями с другими аппаратами.

Исследованием эволюции резонансных орбит в области GEO занимается достаточно большое число авторов [9, 10, 20–22] и мы в том числе [4, 8, 11, 15, 23]. В этих исследованиях можно выделить несколько направлений:

- исследование динамических свойств пространства зоны GEO;
- изучение зависимости орбитальной эволюции объекта от механизма его образования;

- построение картины орбитальной эволюции всей совокупности реальных объектов зоны GEO с учетом всех возможных сближений и столкновений объектов.

Сформулируем кратко результаты, полученные по каждому направлению исследований. Исследование динамических свойств пространства зоны GEO подразумевает выявление областей и сил, приводящих к характерным изменениям орбит. Главным свойством изменения орбит в зоне GEO является их зависимость от точки старта объекта на экваторе после потери управления. Равномерно распределенные и одновременно стартовавшие с экватора объекты показывают тенденцию стягивания к устойчивым точкам либрации с долготами $\lambda = 75$ и 255° . При этом можно выделять четыре режима движения объектов относительно поверхности Земли: круговое движение на восток, либрационное движение относительно двух устойчивых точек, либрация относительно одной устойчивой точки и круговое движение на запад. MEGNO анализ динамики объектов зоны GEO показывает наличие зон хаотического движения в окрестности неустойчивых точек с долготами $\lambda = 165$ и 345° . Положения сепаратрис, разделяющих области устойчивого и хаотического движения, зависят от свойства парусности объекта (т. е. от отношения площади миделевого сечения к массе). MEGNO-анализ движения объектов зоны GEO на интервале 100 лет, выполненный в [10] показал, что через 100 лет устойчивость сохраняют только объекты с начальным параметром MEGNO, равным нулю, т. е. движущиеся в непосредственной близости от устойчивых центров либрации. Наши оценки подтверждают, что такой результат возможен, однако мы считаем, что наблюдаемый в процессе моделирования переход объектов с почти круговых орбит на неустойчивые объясняется накоплением ошибок численного моделирования. Следует сказать, что MEGNO-анализ исключительно чувствителен к ошибкам численного моделирования.

Среди результатов исследования зависимости орбитальной эволюции объекта от механизма его образования наиболее интересными нам представляются два. Чем мощнее взрыв, тем менее характерной выглядит динамическая эволюция объектов. Что касается столкновений, то орбитальная эволюция фрагментов, образовавшихся после столкновения, существенно зависит от долготы точки столкновения.

Конечно, наибольший интерес представляют результаты исследования эволюции реальных объектов зоны GEO. Исследование орбитальной эволюции всех неконтролируемых объектов зоны GEO на

интервале 10 лет показало устойчивое характерное распределение объектов. Для оценки сближения объектов геостационарной зоны между собой был выполнен прогноз движения на интервале времени 1 год с шагом 1 с и выявлены все сближения. В случае сближений менее 1 км нами были построены по модельным наблюдениям доверительные области для сближающихся объектов на 1 января 2009 г. и прослежена их динамическая эволюция до момента наиболее тесного сближения. Момент тесного сближения объектов выявлялся по пересечению областей возможных движений объектов.

Исследование динамики объектов зоны МЕО

В зоне МЕО космического мусора пока немного. Однако все объекты систем ГЛОНАСС, GPS, ГАЛИЛЕО и спутники Etalon 1 и 2 рано или поздно станут мусором и вопрос об их орбитальной эволюции в свободном состоянии на тех же орбитах или предполагаемых орбитах утилизации, вопрос неспроста. Все эти объекты имеют наклонения, для которых характерно наличие векового резонанса, приводящего к возрастанию эксцентриситетов орбиты. Следовательно даже будучи выведенными на орбиты утилизации эти объекты со временем начнут двигаться через пространство функционирующих объектов. Изложенная выше методика исследования влияния вековых резонансов была нами применена к оценке орбитальной эволюции объектов систем ГЛОНАСС, GPS, и спутников Etalon 1 и 2.

В табл. 4 приведены оценки резонансных аргументов для указанных спутников. Рассматривается резонанс частоты собственной прецессии орбиты со средними движениями и прецессией орбит Луны и Солнца. Анализ изменения резонансных аргументов во времени показал, что они не переходят через ноль, то есть не наблюдается явления острого векового резонанса. Более того, хорошее сохранение интеграла Лидова—Козаи не только в двукратно-осредненной, но и в неосредненной задачах показывает, что изменения носят долгопериодический характер. Однако наличия таких малых знаменателей, как те, что показаны в табл. 4, приводит к значительному долгопериодическому изменению эксцентриситетов орбит спутников. Так, например, эксцентриситеты орбит спутников Etalon 1 и 2 за двадцать лет их существования увеличились вдвое. Численный анализ орбит утилизации ГЛОНАСС и GPS показывает, что рано или поздно утилизированные объекты начнут мешать функционирующим космическим аппаратам.

Таблица 4. Малые знаменатели

Аргумент	GPS	Glonass	Etalon1	Etalon2
$\dot{M}'_s + \dot{\omega}_s + (\dot{\Omega}_s - \dot{\Omega}'_s)$	$-3.4 \cdot 10^{-5}$	$-6.5 \cdot 10^{-5}$	$-6.8 \cdot 10^{-5}$	$-6.9 \cdot 10^{-5}$
$\dot{M}'_s - \dot{\omega}_s$	$-5.2 \cdot 10^{-5}$	$+1.4 \cdot 10^{-5}$	$+2.0 \cdot 10^{-5}$	$+2.4 \cdot 10^{-5}$
$(\dot{\Omega}_s - \dot{\Omega}'_s) - \dot{\omega}_s$	$-1.7 \cdot 10^{-6}$	$-7.2 \cdot 10^{-5}$	$-6.3 \cdot 10^{-5}$	$-5.8 \cdot 10^{-5}$
$(\dot{\Omega}_s - \dot{\Omega}'_s) + \dot{\omega}_s$	$-4.6 \cdot 10^{-5}$	$-7.7 \cdot 10^{-5}$	$-8.0 \cdot 10^{-6}$	$-1.1 \cdot 10^{-5}$
$(\dot{\Omega}_s - \dot{\Omega}'_s) - 2\dot{\omega}_s$	$-2.4 \cdot 10^{-4}$	$-6.9 \cdot 10^{-5}$	$-5.5 \cdot 10^{-5}$	$-4.6 \cdot 10^{-5}$
$(\dot{\Omega}_s - \dot{\Omega}'_s) - 4\dot{\omega}_s$	$-3.6 \cdot 10^{-4}$	$-6.4 \cdot 10^{-5}$	$-3.8 \cdot 10^{-5}$	$-2.3 \cdot 10^{-5}$
$\dot{\omega}_s$	$+6.3 \cdot 10^{-5}$	$-2.6 \cdot 10^{-6}$	$-8.5 \cdot 10^{-6}$	$-1.2 \cdot 10^{-5}$
$(\dot{\Omega}_m - \dot{\Omega}'_m) - \dot{\omega}_m$	$-1.6 \cdot 10^{-6}$	$-1.0 \cdot 10^{-6}$	$-1.0 \cdot 10^{-6}$	$-1.0 \cdot 10^{-6}$
$(\dot{\Omega}_m - \dot{\Omega}'_m) + \dot{\omega}_m$	$-9.0 \cdot 10^{-7}$	$-1.1 \cdot 10^{-6}$	$-1.1 \cdot 10^{-6}$	$-1.1 \cdot 10^{-6}$
$(\dot{\Omega}_m - \dot{\Omega}'_m) - 2\dot{\omega}_m$	$-2.0 \cdot 10^{-6}$	$-1.0 \cdot 10^{-6}$	$-9.5 \cdot 10^{-7}$	$-9.0 \cdot 10^{-7}$
$(\dot{\Omega}_m - \dot{\Omega}'_m) - 4\dot{\omega}_m$	$-2.7 \cdot 10^{-6}$	$-1.0 \cdot 10^{-6}$	$-8.5 \cdot 10^{-7}$	$-7.7 \cdot 10^{-7}$
$2(\dot{\Omega}_m - \dot{\Omega}'_m) + \dot{\omega}_m$	$-2.2 \cdot 10^{-6}$	$-2.1 \cdot 10^{-6}$	$-2.1 \cdot 10^{-6}$	$-2.1 \cdot 10^{-6}$
$2(\dot{\Omega}_m - \dot{\Omega}'_m) - \dot{\omega}_m$	$-2.9 \cdot 10^{-6}$	$-2.1 \cdot 10^{-6}$	$-2.0 \cdot 10^{-6}$	$-2.0 \cdot 10^{-6}$
$\dot{\Omega}_m - \dot{\Omega}'_m$	$-1.3 \cdot 10^{-6}$	$-1.1 \cdot 10^{-6}$	$-1.0 \cdot 10^{-6}$	$-1.0 \cdot 10^{-6}$
$\dot{\omega}_m$	$+3.6 \cdot 10^{-7}$	$-1.5 \cdot 10^{-8}$	$-4.8 \cdot 10^{-8}$	$-6.7 \cdot 10^{-8}$

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ.

Список литературы

1. *Klinkrad H.* Space debris. — Berlin-Heidelberg: Springer, 2006.
2. *Рыхлова Л. В., Бахигараев Н. С.* Новые проблемы околоземной астрономии // Околоземная астрономия—2009: Труды конф., Казань, 22—26 авг. 2009 г. — М.: ГЕОС, 2010. — С. 9—15.
3. *Бордовицына Т. В., Авдюшев В. А., Батулин А. П., Куликова П. В.* Численная модель движения ИСЗ. Новая версия // Изв. вузов. Физика.
4. *Бордовицына Т. В., Авдюшев В. А., Чувашов И. Н. и др.* Численное моделирование движения систем ИСЗ в среде параллельных вычислений // Изв. вузов Физика. — 2009. — Т. 52, вып. 10/2. — С. 5—11.
5. *Бордовицына Т. В., Авдюшев В. А.* Теория движения ИСЗ. Аналитические и численные методы. — Томск: Изд-во Том. ун-та, 2007.
6. IERS standart. — IERS Technical Note №. 32, 2004.

7. Авдюшев В. А. Интегратор Гаусса—Эверхарта // Выч. технол. — 2010. — Т. 15, вып. 4. — С. 31.
8. Бордовицына Т. В., Александрова А. Г. Численное моделирование движения, процесса образования, орбитальной эволюции и распределения фрагментов космического мусора в околоземном пространстве // Астрон. вест. — 2010. — Т. 44, вып. 3. — С. 259—272.
9. Breiter S. and Wytrzyszczak I., Melendo B. Long-term predictability of orbits around the geosynchronous altitude // Adv. Space Res. — 2005. — Vol. 35. — P. 1313—1317.
10. Valk S., Delsate N., Lematre A., Carletti T. Global dynamics of high area-to-mass ratios GEO space debris by means of the MEGNO indicator // Adv. Space Res. — 2009. — Vol. 43. — P. 1509—1526.
11. Бордовицына Т. В., Александрова А. Г., Чувашиов И. Н. Комплекс алгоритмов и программ для исследования хаотичности в динамике искусственных спутников Земли // Изв. вузов. Физика. — 2010. — Т. 53, вып. 8/2. — С. 13—20.
12. Bordovitsyna T. V., Avdyushev V. A., Chernitsov A. M. New trends in numerical simulation of the motion of solar system small bodies // Celest. Mech. — 2001. — Vol. 80. — P. 227—247.
13. Tommei A., Milani A., Rossi A. A Orbit determination of space debris: admissible regions // Celest. Mech. — 2007. — Vol. 97. — P. 289—404.
14. Сюсина О. М., Черницов А. М., Тамаров В. А. Алгоритмы построения граничных поверхностей доверительных областей движения малых тел // Изв. вузов. Физика. — 2010. — Т. 53, вып. 8/2. — С. 83—89.
15. Александрова А. Г., Бордовицына Т. В., Чувашиов И. Н. Об исследовании долговременной эволюции доверительных областей движения объектов геостационарной зоны // Изв. вузов. Физика. — 2009. — Т. 52, вып. 10/2. — С. 63—68.
16. Прохоренко В. И. Долговременная эволюция орбит ИСЗ под влиянием гравитационных возмущений, обусловленных сжатием Земли, с учетом возмущений от третьих тел // Изв. вузов. Физика. — 2006. — Т. 49, вып. 2. — С. 63—73.
17. Chao C., Gick R. Long-term evolution of navigation satellite orbits // Adv. Space Res. — 2004. — Vol. 34. — P. 1221—1226.

18. *Rossi A.* Resonant dynamics of Medium Earth Orbits: space debris // *Celest. Mech.* — 2008. — Vol. 100. — P. 267–286.
19. *Breiter S.* Lunisolar resonances revisited // *Celest. Mech.* — 2001. — Vol. 81. — P. 81–91.
20. *Кузнецов Э. Д., Гламазда Д. В.* Динамическая эволюция частиц, образовавшихся в результате взрыва объекта на геостационарной орбите // *Околоземная астрономия—2003: Труды конф. Т. 2. Терскол, сентябрь, 2003 г. — СПб.: ВВМ, 2003. — С. 52–59.*
21. *Кузнецов Э. Д., Кудрявцев А. О.* О точности прогнозирования движения геосинхронных спутников на длительных интервалах времени // *Изв. вузов. Физика.* — 2009. — Т. 52, вып. 8. — С. 65–72.
22. *Кузнецов Э. Д., Захарова П. Е., Кайзер Г. Т., Гламазда Д. В.* Влияние светового давления на орбитальную эволюцию геосинхронных объектов // *Околоземная астрономия—2009: Труды конф., Казань, 22–26 авг. 2009 г. — М.: ГЕОС, 2010. — С. 64–69.*
23. *Александрова А. Г.* Численное исследование влияния параметров столкновения околоземных объектов зоне ГЕО на эволюцию образовавшихся фрагментов // *Изв. вузов. Физика.* — 2010. — Т. 53, вып. 8/2. — С. 5–13.

ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕ В ГАЛАКТИЧЕСКОМ МАСШТАБЕ

В лекции рассматриваются основные процессы, определяющие скорость звездообразования в дисковых и неправильных галактиках. В частности, описано соотношение Кенникатта—Шмидта, составляющее основу для современных исследований глобальных параметров образования звезд, а также другие законы звездообразования.

In this lecture I consider primary processes, defining the rate of star formation in disk and irregular galaxies. In particular, the Kennicutt—Schmidt relation is considered, which constitutes the base for modern studies of global star formation parameters, along with other star formation laws.

Введение

На рубеже XX—XXI вв. в наших представлениях о звездообразовании произошел заметный перелом. До конца 1990-х гг. главенствующие позиции принадлежали так называемой «стандартной» модели, согласно которой звезды образуются в замагниченных молекулярных облаках. Амбиполярная диффузия приводит к тому, что противодействие гравитации со стороны магнитного поля постепенно ослабевает, и обособленные конденсации в молекулярном облаке начинают коллапсировать, превращаясь в звезды [1]. Важной особенностью этой модели является то, что в ней звезды (или звездные группы) образуются фактически изолированно, поэтому при моделировании образования одной звезды нет нужды следить за тем, что происходит со всем молекулярным облаком, не говоря уже о межзвездном газе в целом.

Однако в конце 1990-х гг. стало ясно, что «стандартная» модель, с успехом применявшаяся для описания отдельных протозвездных объектов, теряет привлекательность, когда речь заходит о больших масштабах, например об областях звездообразования. Ее предсказания, в частности, расходились со статистическими данными о звездном и протозвездном населении областей звездообразо-

вания [2]. И на смену «стандартной» модели пришла *гравитурбулентная* модель, согласно которой протозвездные объекты образуются при столкновении течений в турбулентных молекулярных облаках. При этом параметры турбулентности определяют как начальные условия для индивидуальных протозвездных объектов, так и свойства всего звездного ансамбля.

Таким образом, в гравитурбулентной модели эволюция отдельной звезды или звездной группы неразрывно связана с эволюцией родительского молекулярного облака. Это, по сути, означает, что объектом исследований звездообразования должна быть не отдельная протозвезда, а (как минимум) целое облако или даже вся межзвездная среда галактики. С этой точки зрения звездообразование оказывается не только локальным, но и глобальным явлением, так или иначе охватывающим значительную часть галактики.

Саморегуляция звездообразования

Одним из доводов в пользу «стандартной» модели изначально послужила очень низкая эффективность звездообразования в нашей Галактике. Если оценить имеющиеся данные о молекулярных облаках с точки зрения гравитационной устойчивости, то окажется, что массы этих облаков существенно превышают массу Джинса. Иными словами, облака молекулярного газа в Галактике должны коллапсировать в динамической шкале времени, обеспечивая глобальный темп звездообразования порядка сотен масс Солнца в год. На самом же деле наблюдательные оценки скорости образования звезд не превышают нескольких масс Солнца в год (например [3]).

Кроме того, современное значение скорости звездообразования (СЗО), по-видимому, типично для всего времени существования диска Галактики. На рис. 1 показана зависимость СЗО от возраста населения диска (значение 0 соответствует текущему времени). В качестве меры СЗО использовано отношение СЗО в момент времени t к средней СЗО за все время существования диска. Как видно из рис. 1, на протяжении этого времени СЗО оставалась примерно постоянной, не превышая среднее значение более чем в 2.5 раза. Это означает, что звездообразование является саморегулируемым процессом, в котором механизмы обратной связи обеспечивают равновесие между факторами, инициирующими образование звезд, и факторами, подавляющими его.

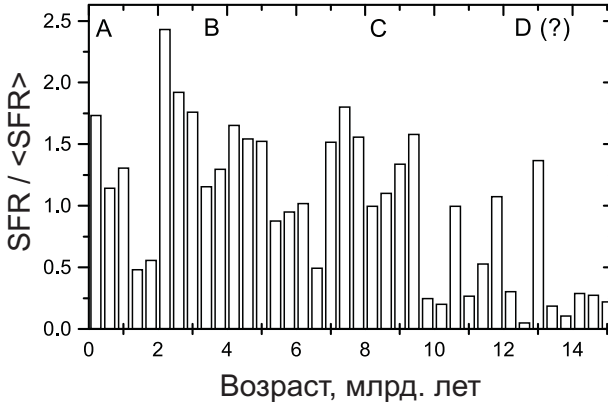


Рис. 1. История звездообразования на солнечном радиусе по данным [4]. По оси абсцисс отложен возраст звездного населения. Отмечены вспышки звездообразования согласно номенклатуре [5]

Как в «стандартной», так и в гравитурбулентной модели необходимым условием звездообразования является формирование молекулярных облаков. В настоящее время рассматривается несколько сценариев конденсации атомарного и ионизованного газа в компактные плотные образования [6]. Поскольку для формирования типичного молекулярного облака необходимо собрать газ из объема поперечником около 200 пк [7], речь должна идти о достаточно крупномасштабном процессе.

Решающую роль в коллапсе протозвезд играет гравитация, поэтому уместно предположить, что она же определяет и формирование молекулярных облаков. Классический анализ гравитационной устойчивости дифференциально вращающегося диска был проведен в работе [8]. Предложенный в ней критерий Тоомре Q определяет баланс между гравитационным притяжением и дифференциальным вращением:

$$Q = \frac{c_s \kappa}{\pi G \Sigma},$$

где c_s — скорость звука; κ — эпициклическая частота; Σ — поверхностная плотность диска. Диск гравитационно неустойчив, если $Q < 1$. При средних значениях параметров диска Галактики критическая величина Q соответствует массе гравитационно неустойчивой области порядка $(5-10) \times 10^7 M_\odot$, что значительно превышает ти-

пичную массу молекулярного облака. Это означает, что изначальное уплотнение межзвездного вещества (прежде чем становится значимой гравитационная неустойчивость) должно вызываться другими причинами.

В качестве этих причин могут выступать неустойчивости иного рода, например, тепловая, «паркеровская» или их сочетание. Сами по себе эти неустойчивости, возможно, и неспособны непосредственно приводить к формированию молекулярных облаков. В частности, в популярной трехфазной модели межзвездной среды (МЗС) холодная фаза характеризуется плотностью порядка 10^2 см^{-3} [9] и имеет преимущественно атомарный состав. Однако они могут обуславливать первоначальное уплотнение вещества, которое затем становится гравитационно неустойчивым.

В настоящее время популярна модель формирования межзвездных облаков в местах столкновения крупномасштабных турбулентных потоков. Причиной возбуждения этой турбулентности могут быть движения, связанные с упомянутыми неустойчивостями, расширением оболочек сверхновых, дифференциальным вращением и распространением спиральных волн. Важность спиральных рукавов в образовании молекулярных облаков подчеркивается тем фактом, что и в нашей Галактике, и в других галактиках молекулярные облака, особенно гигантские, заметно концентрируются именно к рукавам [10].

Для саморегуляции важны не только (и не столько) процессы формирования молекулярных облаков, но и процессы их разрушения. Эффективность звездообразования в молекулярных облаках, вероятно, не превышает нескольких процентов [11], главным образом, из-за того, что выделение энергии, сопровождающее образование (джеты) и эволюцию звезд (звездный ветер, вспышки сверхновых, зоны ионизованного водорода), быстро разрушает родительское молекулярное облако. Ультрафиолетовое излучение короткоживущих массивных звезд оказывается более «дальнодействующим» фактором саморегуляции, нагревая и ионизуя газ в масштабе уже не отдельной области звездообразования, а всей галактики [12–14].

Соотношение Кенникатта—Шмидта

Саморегуляция звездообразования приводит к установлению «равновесного» значения СЗО, каким-то образом зависящего от параметров галактики. Логично предположить, что скорость форми-

рования звезд в первую очередь определяется наличием исходного «сырья», то есть газа. В 1959 г. Маартен Шмидт [15], проанализировав имевшиеся данные о распределении газа и звезд в Галактике, заключил, что скорость звездообразования пропорциональна квадрату *объемной* плотности газа — соотношение, известное как закон Шмидта. Однако объемную плотность непросто определить из наблюдений, поэтому в современных исследованиях, особенно связанных с другими галактиками, вместо объемной плотности ρ в качестве параметра, определяющего СЗО, предпочитают пользоваться поверхностной плотностью Σ . Зависимость СЗО на единицу площади галактики от поверхностной плотности газа выражается в этом случае также степенным законом

$$\Sigma_{\text{SFR}} = A \Sigma_{\text{gas}}^N. \quad (1)$$

Классическое исследование этой зависимости было проведено в 1998 г. Робертом Кенникаттом [16]. Проанализировав данные о звездообразовании в 61 «нормальной» спиральной галактике и в 36 галактиках со вспышкой звездообразования, он обнаружил, что зависимость вида (1) выполняется в очень широком диапазоне плотностей и скоростей звездообразования с единым значением N , равным примерно 1.4 (рис. 2).

Соотношение (1) называется соотношением, или *законом Кенникатта—Шмидта* (нужно помнить, что термин «закон» здесь не совсем правомочен; речь идет, по сути, лишь о наблюдаемой корреляции двух величин). Если считать, что толщина диска у всех галактик примерно одна и та же, то это соотношение справедливо и для объемной плотности. В этом случае показатель степени порядка 1.5, возможно, указывает на то, что скорость звездообразования определяется все-таки гравитационной неустойчивостью: если принять, что образование звезды происходит за время свободного падения $\tau_{\text{ff}} \propto 1/\sqrt{\rho}$, то

$$\dot{\rho} \propto \frac{\rho}{\tau_{\text{ff}}} \propto \rho \sqrt{\rho} \propto \rho^{1.5}.$$

Этот вывод согласуется с результатами детального анализа гравитационной устойчивости в Большом Магеллановом Облаке, который показал, что большая часть областей звездообразования сосредоточена в областях с $Q < 1$ [17].

Однако более детальный анализ зависимости СЗО от наличия газа приводит к более сложной картине. В частности, Абрамова и Засов [18] определили толщину дисков для семи спиральных галактик

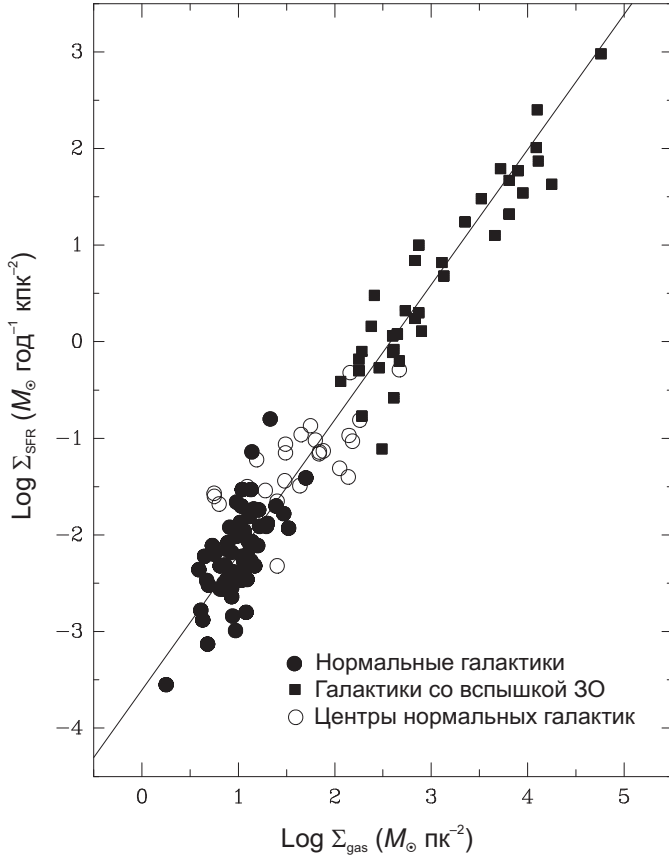


Рис. 2. Зависимость СЗО на единицу площади галактики от поверхностной плотности газа по данным [16]

и построили зависимость СЗО как от поверхностной, так и от объемной плотности газа для различных галактоцентрических расстояний. Оказалось, что усредненная по азимуту СЗО лучше коррелирует с объемной, а не с поверхностной плотностью газа. При этом показатели степенного закона $\dot{\rho} \propto \rho^n$ в различных галактиках варьируются от 0.8 до 2.4 (впрочем, среднее значение близко к 1.5). К подобным выводам пришли также авторы работы [19], не нашедшие заметной корреляции между СЗО и поверхностной плотностью газа как для разных галактик, так и для разных регионов одной галактики. В це-

лом, по разным данным в пространственно разрешенных галактиках величина N в соотношении (1) составляет от 1 до 3, ставя под вопрос наличие единого простого соотношения, связывающего Σ_{SFR} и Σ_{gas}^N [20].

Другие законы звездообразования

Поскольку отношение $\varepsilon = \Sigma_{\text{SFR}}/\Sigma_{\text{gas}}$ характеризует эффективность звездообразования в системе, отличие N в соотношении Кенникатта—Шмидта от единицы означает, что в галактиках (или регионах одной галактики) с разной поверхностной плотностью звездообразование происходит с разной эффективностью. Чтобы включить эту особенность в описание, рассматриваются как возможные усложнения закона звездообразования, так и использование других параметров в соотношении (1).

В работе Кенникатта [16] в качестве Σ_{gas}^N использована сумма поверхностных плотностей молекулярного и атомарного водорода. Однако звездообразование происходит в молекулярных, а не в атомарных облаках, поэтому неоднократно предпринимались попытки выяснить, не коррелирует ли скорость звездообразования с плотностью молекулярного водорода. Например, в работах [18, 19] показано, что если в соотношении (1) вместо полной плотности газа использовать только плотность молекулярного водорода, показатель степени получается примерно равным единице. Это свидетельствует в пользу того, что эффективность превращения *молекулярного* водорода в звезды одинакова для разных значений Σ_{H_2} или ρ_{H_2} . На рис. 3 представлены зависимости скорости звездообразования на единицу площади диска от поверхностной плотности атомарного (слева) и молекулярного (справа) газа для двух спиральных галактик по данным [21]. Видно, что одному и тому же значению Σ_{HI} на разных галактоцентрических радиусах соответствуют значения СЗО, различающиеся на два порядка. В тех же самых галактиках СЗО на единицу площади оказывается примерно пропорциональной Σ_{H_2} . Наклонные штриховые линии соответствуют различным значениям времени исчерпания газа $\Sigma_{\text{HI, H}_2}/\Sigma_{\text{SFR}}$, которое в указанных галактиках, как и в Млечном Пути, составляет несколько миллиардов лет.

Линейная зависимость СЗО от поверхностной плотности молекулярного газа, которую называют иногда молекулярным законом Шмидта, прослеживается в диапазоне $\Sigma_{\text{H}_2} \sim 5 - 100 M_{\odot} \text{ пк}^{-2}$. Единобразие эффективности звездообразования в этом диапазоне сви-

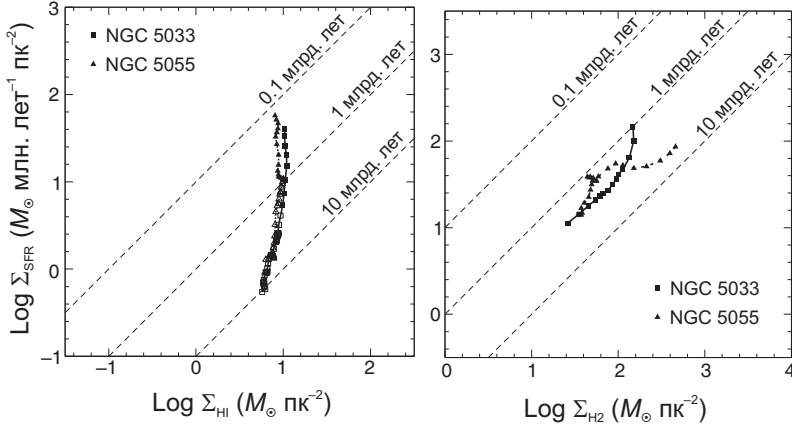


Рис. 3. Зависимость скорости звездообразования от поверхностной плотности атомарного (слева) и молекулярного (справа) газа для галактик NGC 5033 и NGC 5055 по данным [21]. Штриховые линии соответствуют различным временам истощения газа $\Sigma_{\text{HI, H}_2}/\Sigma_{\text{SFR}}$

детельствует в пользу того, что определение глобальной СЗО в «нормальных» галактиках сводится, по сути, к определению скорости образования молекулярных облаков. Как только в галактике появился молекулярный газ, он превращается в звезды примерно с одной эффективностью, независимо от «микрофизики» звездообразования. При больших значениях Σ_{H_2} эффективность становится больше, возможно, указывая на переход от квазистационарного к вспышечному режиму звездообразования (см. ниже).

В более сложных вариантах закона звездообразования различными способами учитываются, например, особенности перехода газа из атомарной в молекулярную форму или условия наступления гравитационной неустойчивости. Так, например, в модели [22] на основе наблюдательных данных показано, что степень молекуляризации f_{mol} в данной галактике зависит от давления межзвездного газа в ней, и предлагается использовать для параметризации СЗО именно давление (по крайней мере, в галактиках с $f_{\text{mol}} < 1$). Крумхольц и др. [23] более детально учли процессы образования и диссоциации молекул H_2 и получили для СЗО сложное выражение, зависящее от полной поверхностной плотности газа и от его металличности. Тан [24] сравнил предсказания нескольких различных законов звез-

дообразования с наблюдательными данными для 12 спиральных галактик и пришел к выводу, что удовлетворительно описать результаты наблюдений удастся лишь с использованием молекулярного закона Шмидта, формализма Крумхольца и др. [23], а также модели, в которой звездообразование стимулируется при столкновениях молекулярных облаков. Менее удовлетворительные результаты получены для «чистого» соотношения Кенникатта—Шмидта, а также для СЗО, зависящей от скорости вращения галактики — в предположении, например, что звездообразование каким-то образом стимулируется относительным движением диска и спиральных ветвей. Нужно отметить, что взаимодействие диска со спиральным узором может не приводить к глобальной стимуляции звездообразования, но позволяет объяснить некоторые особенности звездообразования внутри галактики, например, образование градиентов металличности [25].

С механизмом формирования молекулярных облаков может быть связана еще одна особенность СЗО — существование критической плотности Σ_{gas} для соотношения (1) и его разновидностей, ниже которой звездообразование не происходит. Наблюдательные данные указывают, что эта плотность составляет порядка нескольких масс Солнца на квадратный парсек. Наличие критической плотности также естественно объясняется в предположении, что образованию звезд обязательно предшествует образование молекулярных облаков: при меньших значениях Σ межзвездная среда прозрачна для УФ-излучения, диссоциирующего молекулы H_2 [26]. Правда, при этом не совсем ясно, важно ли для формирования звезд именно образование молекулярных облаков, или же молекуляризация оказывается просто «сопутствующим» явлением, сопровождающим охлаждение и уплотнение газа. В этом случае излишняя прозрачность межзвездной среды препятствует ее остыванию. Еще одно объяснение наличия пороговой плотности вытекает из определения критерия Тоомре гравитационной устойчивости диска.

В заключение этого раздела небольшое, но *очень* важное замечание: из наблюдений невозможно непосредственно определить ни скорость звездообразования, ни плотность молекулярного газа. Во всех случаях на самом деле проводится сопоставление тех или иных наблюдаемых индикаторов, и многие неопределенности в выявлении глобальных характеристик звездообразования, безусловно, связаны с проблемами в калибровке этих индикаторов.

Вспышки звездообразования и темные галактики

Выше уже говорилось о том, что в диапазоне поверхностных плотностей от 4 до $100 M_{\odot}$ эффективность звездообразования ε примерно одна и та же. По обе стороны от этого диапазона находятся галактики с иными параметрами звездообразования: галактики с низкой поверхностной яркостью и галактики со вспышками звездообразования (здесь речь не идет об эллиптических и сфероидальных системах, а только о галактиках, богатых газом). Происхождение мощных вспышек обычно связывают с взаимодействием или столкновениями галактик, однако они могут происходить и в более «спокойных» условиях. В частности, вспышки в той или иной степени влияли на историю звездообразования во многих карликовых неправильных галактиках Местной Группы. Самая недавняя вспышка в окрестностях Млечного Пути произошла, вероятно, несколько миллионов лет назад в галактике IC 10 [27].

Причины вспышек звездообразования в изолированных галактиках до конца неясны, однако выше говорилось, что и в Млечном Пути наблюдаются признаки если не вспышек, то, по крайней мере, всплесков звездообразования. Такие всплески могут вызываться разными факторами, приводящими к локальному повышению плотности, однако в крупных галактиках они не меняют существенно глобальную СЗО (которая, по сути, складывается из большого количества таких всплесков). В галактиках же, поверхностная плотность которых ниже порогового значения, локальное повышение плотности может привести к значительному усилению звездообразования, по сравнению с низким средним уровнем [28].

Галактики с низким значением Σ_{gas} , в частности, возможно, карликовые галактики со вспышками звездообразования (blue compact galaxies, BCD) в «спокойные» периоды, наблюдаются как галактики низкой поверхностной яркости. В этих системах (среди них есть не только карликовые, но и гигантские галактики, например, Malin 1), вероятно, сказываются одновременно и низкая поверхностная плотность и низкая металличность, еще больше снижающая эффективность звездообразования (например, за счет менее эффективного охлаждения). Высказываются также предположения, что в таких галактиках начальная функция масс может иметь другой вид, чем в галактиках, подобных Млечному Пути, с меньшим количеством массивных звезд, синтезирующих тяжелые элементы.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 10-02-00231, а также ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (контракт 02.740.11.0247).

Список литературы

1. *Shu F. H., Adams F. C., Lizano S.* Star formation in molecular clouds — Observation and theory // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 1987. — Vol. 25. — P. 23—81.
2. *Вубе Д. З.* Откуда берутся звезды // *Физика космоса: Тр. 35-й междунаро. студ. науч. конф., Екатеринбург, 30 янв.—3 февр. 2006 г.* — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2006. — С. 39.
3. *Robitaille T. P., Whitney B. A.* The Present-Day Star Formation Rate of the Milky Way Determined from Spitzer-Detected Young Stellar Objects // *Astrophys. J., Lett.* — 2010. — Vol. 710. — P. L11—L15.
4. *Rocha-Pinto H. J., Scalo J., Maciel W. J., Flynn C.* Chemical enrichment and star formation in the Milky Way disk. II. Star formation history // *Astron. Astrophys.* — 2000. — Vol. 358. — P. 869—885.
5. *Majewski S. R.* Galactic structure surveys and the evolution of the Milky Way // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 1993. — Vol. 31. — P. 575—638.
6. *Mo H., van den Bosch F., White S.* Galaxy formation and evolution. — Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2010.
7. *Щежинов Ю. А.* Современные представления об образовании молекулярных облаков // *Звездообразование в Галактике и за ее пределами* / Ред. Д. З. Вубе, М. С. Кирсанова: Сб. тр. конф., Москва, 17—18 апр. 2006 г. — Москва: Янус-К, 2006. — С. 6.
8. *Toomre A.* On the gravitational stability of a disk of stars // *Astrophys. J.* — 1964. — Vol. 139. — P. 1217—1238.
9. *Tielens A.* The physics and chemistry of the interstellar medium. — Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2005.
10. *Stark A. A., Lee Y.* Giant Molecular Clouds Are More Concentrated toward Spiral Arms than Smaller Clouds // *Astrophys. J., Lett.* — 2006. — Vol. 641. — P. L113—L116. arXiv:astro-ph/0509694.

11. *Evans N. J., Dunham M. M., Jørgensen J. K. et al.* The Spitzer c2d legacy results: star-formation rates and efficiencies; evolution and lifetimes // *Astrophys. J., Suppl. Ser.* — 2009. — Vol. 181. — P. 321–350.
12. *Cox D. P.* Self-regulating star formation — The rate limit set by ionizing photons // *Astrophys. J., Lett.* — 1983. — Vol. 265. — P. L61+.
13. *Тутуков А. В.* Теоретическая интерпретация эмпирических корреляций Шмидта, Кенниката, Талли—Фишера и «радиус—масса» для дисковых галактик // *Астрон. ж.* — 2006. — Т. 83. — С. 589–600.
14. *Ostriker E. C., McKee C. F., Leroy A. K.* Regulation of star formation rates in multiphase galactic disks: a thermal/dynamical equilibrium model // *Astrophys. J.* — 2010. — Vol. 721. — P. 975–994.
15. *Schmidt M.* The rate of star formation // *Astrophys. J.* — 1959. — Vol. 129. — P. 243.
16. *Kennicutt R. C., Jr.* The global Schmidt law in star-forming galaxies // *Astrophys. J.* — 1998. — Vol. 498. — P. 541.
17. *Yang C.-C., Gruendl R. A., Chu Y.-H. et al.* Large-scale gravitational instability and star formation in the Large Magellanic Cloud // *Astrophys. J.* — 2007. — Vol. 671. — P. 374.
18. *Абрамова О. В., Засов А. В.* Плотность газа и «объемный» закон Шмидта для спиральных галактик // *Астрон. ж.* — 2008. — Т. 85. — С. 291–304.
19. *Bigiel F., Leroy A., Walter F. et al.* The star formation law in nearby galaxies on sub-Kpc scales // *Astron. J.* — 2008. — Vol. 136. — P. 2846–2871.
20. *Bigiel F., Leroy A., Walter F.* Scaling relations between gas and star formation in nearby galaxies // *Computational Star Formation: IAU Symposium 270.* — Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2011.
21. *Wong T., Blitz L.* The relationship between gas content and star formation in molecule-rich spiral galaxies // *Astrophys. J.* — 2002. — Vol. 569. — P. 157–183. arXiv:astro-ph/0112204.
22. *Blitz L., Rosolowski E.* The role of pressure in GMC formation. II. The H₂-pressure relation // *Astrophys. J.* — 2006. — Vol. 650. — P. 933.

23. *Krumholz M. R., McKee C. F., Tumlinson J.* The star formation law in atomic and molecular gas // *Astrophys. J.* — 2009. — Vol. 699. — P. 850.
24. *Tan J.* A test of star formation laws in disk galaxies // *Astrophys. J., Lett.* — 2010. — Vol. 710. — P. L88.
25. *Ачарова И. А., Луние Ж. Р. Д., Мишуров Ю. Н.* Коротационный резонанс и особенности радиального распределения кислорода в спиральной галактике // *Астрон. ж.* — 2005. — Т. 82. — С. 398–406.
26. *Krumholz M. R., McKee C. F., Tumlinson J.* The atomic-to-molecular transition in galaxies. II: HI and H₂ column densities // *Astrophys. J.* — 2009. — Vol. 693. — P. 216.
27. *Tolstoy E., Hill V., Tosi M.* Star-formation histories, abundances, and kinematics of dwarf galaxies in the Local Group // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 47. — P. 371.
28. *Clarke C., Gittins D.* Star formation bursts in isolated spiral galaxies // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2006. — Vol. 371. — P. 530.

КОСМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ HERSCHEL: ПЕРВЫЙ ГОД РАБОТЫ

Космическая обсерватория Herschel была запущена 14 мая 2009 г. с космодрома Куру. Таким образом астрономы получили в свое распоряжение 3.5 м инфракрасный (ИК) телескоп, являющийся крупнейшим космическим телескопом, из когда-либо запускавшихся. Приведены характеристики телескопа и установленных инструментов, обсуждаются первые результаты, полученные обсерваторией Herschel.

Herschel was launched on 14 May 2009 from Courou. By this means astronomers got a 3.5 m infrared (IR) telescope which is the largest space telescope ever launched. The characteristics of telescope and instruments and first results are reviewed.

*The central astronomical role of dust
is at its most evident in the infrared.*

I. S. Glass [1]

Инфракрасное излучение и инфракрасные объекты

В 1800 г. английский астроном и оптик сэр Фридрих Вильям Гершель сделал важное открытие. Пропуская солнечный свет сквозь стеклянную призму, Гершель измерял температуру различных цветов: от фиолетового до красного. Он обнаружил, что температура является наибольшей в области, расположенной сразу за красным цветом. Так были открыты инфракрасные (ИК) лучи. Спустя 200 лет, в 2000 г., в честь Гершеля космический проект FIRST (Far IR and Submillimeter Space Telescope) был переименован в Herschel.

ИК часть спектра электромагнитного излучения охватывает диапазон длин волн $\lambda \approx 1\text{--}1\,000$ мкм. Ее разделяют на *ближнюю*, *среднюю* и *далекую* ИК и *субмиллиметровую* области. В табл. 1 представлены характеристики спектральных ИК диапазонов и объекты, которые можно в них наблюдать.

Таблица 1. Разделение ИК области спектра на спектральные диапазоны

Спектральный диапазон	Диапазон длин волн, мкм	Диапазон температур, К	Что можно наблюдать
Ближний ИК	(0.7—1)—5	740— (3000—5200)	Красные гиганты
Средний ИК	5—(25—40)	(92.5—140)— 740	Планеты, кометы, астероиды, околозвездные оболочки, протопланетные диски
Далекый ИК	(25—40)— (200—350)	(10.6—18.5)— (92.5—140)	Излучение холодной пыли, очень холодные молекулярные облака, центральные области галактик
Субмм	350— (1000—2000)	~5— ~20	Внутренние области очень холодных молекулярных облаков, внешние области галактик

Особенностью наблюдений в ИК области спектра является то, что:

- отсутствует поглощение и рассеяние света в континууме (существует только в ближнем ИК диапазоне), т. е. видны лишь самосветящиеся объекты;
- можно наблюдать холодные объекты, у которых максимум излучения лежит на длинах волн, больших чем 1 мкм.

Непрерывный спектр объектов, наблюдаемых в ИК диапазоне (межзвездных облаков, околозвездных оболочек, галактик), является чернотельным излучением пылинок, нагретых излучением звезд или ударными волнами до температуры T_d . Поток ИК излучения на длине волны λ , приходящий от оптически тонкой среды, пропорционален полному числу частиц в среде N_d , планковской функции $B_\lambda(T_d)$, зависящей от температуры пылинок T_d , и сечению эмиссии $C_{em}(\lambda)$ (см., например, [2]):

$$F_{IR}(\lambda) = N_d \frac{C_{em}(\lambda)}{D^2} B_\lambda(T_d) = N_d \frac{\pi r_s^2 Q_{abs}(\lambda)}{D^2} B_\lambda(T_d), \quad (1)$$

где D — расстояние до объекта. Правая часть уравнения (1) записана при условии, что все пылинки являются шарами с одинаковыми радиусами r_s .

В далекой ИК области спектра зависимость факторов эффективности поглощения от длины волны $Q_{\text{abs}}(\lambda)$ аппроксимируется степенным законом

$$Q_{\text{abs}}(\lambda) \propto \lambda^{-\beta}, \quad (2)$$

причем $\beta \approx 1$ для аморфных веществ и $\beta \approx 2$ для кристаллических.

Равновесная температура пылинок определяется из закона Кирхгофа в результате решения уравнения баланса для поглощенной и испущенной энергии [в эрг с⁻¹] (см., например, [3]):

$$W \int_0^\infty C_{\text{abs}}(\lambda) \pi B_\lambda(T_\star) d\lambda = \int_0^\infty C_{\text{em}}(\lambda) \pi B_\lambda(T_d) d\lambda, \quad (3)$$

где $C_{\text{abs}}(\lambda)$ и $C_{\text{em}}(\lambda)$ — сечения поглощения и эмиссии; W — коэффициент дилуции излучения и $\pi B_\lambda(T_\star)$ — поток чернотельного излучения с температурой T_\star [в эрг см⁻² с⁻¹ мкм⁻¹].

Для очень мелких ($r_s \lesssim 0.01$ – 0.02 мкм) и холодных ($T_d \lesssim 20$ K) пылинок, находящихся вдали от горячих звезд, могут быть важны флуктуации температуры. При этом из-за малой теплоемкости частиц их температура резко возрастает при поглощении отдельного фотона (на 20–40 K), а затем уменьшается в течении нескольких секунд (см. подробнее [4]).

Помимо непрерывного спектра, в ИК области спектра наблюдаются абсорбционные и эмиссионные линии атомов, ионов и молекул газа, а также пылевые полосы, которые видны как в поглощении, так и в эмиссии (см. обзоры в [5, 6]). Количество обнаруженных пылевых ИК полос почти достигает сотни (см. табл. 1 в [2]). Полосы возникают в результате колебаний или изгиба отдельных связей в сложных соединениях, входящих в состав твердых частиц. При этом различить молекулы, находящиеся в газовой и твердой фазе, можно по присутствию или отсутствию вращательной структуры в колебательных полосах (см. рис. 4 в [5]).

Земная атмосфера относительно прозрачна в ближней ИК области спектра и практически полностью поглощает излучение небесных объектов в средней, далекой и субмиллиметровой областях спектра. Поэтому основные исследования в ИК диапазоне спектра проводят при помощи космических телескопов.

Таблица 2. Основные характеристики ИК проектов, предшествовавших Hetschel

Проект	Год запуска, время работы, диаметр зеркала	Инструменты, диапазон длин волн, Спектральное разрешение	Основные результаты
IRAS (Infrared Astronomical Satellite)	1983 г., 10 мес., 57 см	фотометр: 4 полосы, 12–100 мкм, спектрометр: 7.5–23 мкм, $\lambda/\Delta\lambda = 20$	Первый обзор неба; обнаружено >350 000 ИК источников, 6 новых комет, пылевой диск около Ветг
ISO (Infrared Space Observatory)	1995 г., 24+5* мес., 60 см	две камеры и два спектрометра, 2.5–240 мкм, $\lambda/\Delta\lambda = 150 - 9700$	Обнаружено >20 новых пылевых полос, CO ₂ в твердой фазе, кристаллические силикаты в околозвездных оболочках
Spitzer	с августа 2003 г., 85 см	камера: 4 полосы, 3.6–8 мкм, спектрометр 5.2–38 мкм, $\lambda/\Delta\lambda = 100-600$ фотометр: 3 полосы, 24–180 мкм	Новые ИК полосы в галактиках; диски вокруг звезд, ИК фон
AKARI (свет по-японски)	2006 г., 550+** дней, 68 см	две камеры: 13 полос, 2–180 мкм, $\lambda/\Delta\lambda < 1000$	Обзор неба; обнаружение остатка сверхновой в ММО

* пять месяцев телескоп работал без хладагента в коротковолновой части спектра

** с августа 2007 г. телескоп работает без хладагента

Предыдущие ИК проекты

Космические ИК телескопы отличаются от инструментов, работающих в других областях спектра, своей недолговечностью. Поскольку и сам телескоп, и приемная аппаратура являются источниками ИК излучения, их необходимо охлаждать. После того, как заканчивается хладагент, космический ИК телескоп прекращает свою работу. Обычно это происходит через 10–20 месяцев после запуска (сравните, например, со сроками работы УФ телескопов IUE — 18 лет, а Hubble — более 20 лет, с 1990 г.).

Как и для любых других астрономических инструментов, основными характеристиками ИК телескопов являются: *спектральный диапазон*, в котором он работает, *чувствительность*, а также *угловое* и *спектральное разрешение*. Все эти характеристики определяются диаметром зеркала телескопа и свойствами детекторов и установленной аппаратуры.

В табл. 2 даны некоторые характеристики ИК проектов — предшественников космической обсерватории Herschel.

Обсерватория Herschel: телескоп и инструменты

Разработка космического проекта FIRST была начата в 1982 г. Описание истории развития проекта можно найти в [7] и на странице Herschel Science Centre в Интернете [8]. Рис. 1 позволяет судить о размерах и конструкции телескопа. Основные характеристики телескопа и установленных на нем инструментов собраны в табл. 3.

Телескоп оснащен тремя инструментами: Photodetector Array Camera and Spectrometer (PACS), Spectral and Photometric Imaging REceiver (SPIRE) и Heterodyne Instrument for the Far Infrared (HIFI). При этом первые два инструмента могут работать в двух режимах: как фотометры, так и спектрометры. Все три инструмента прекрасно дополняют друг друга и позволяют проводить широкополосную фотометрию и строить изображения в шести полосах с центрами около $\lambda \approx 70, 100, 160, 250, 350$ и 500 мкм, а также спектроскопию точечных и протяженных источников с различным разрешением во всем диапазоне длин волн от 55 до 671 мкм.

Сравнивая характеристики обсерватории Herschel и предыдущих проектов (табл. 2 и 3), можно отметить, что *данный телескоп является самым крупным, а наблюдения в большей части диапазона длин волн, охватываемого Herschel, ранее не проводились.*

Таблица 3. Основные характеристики телескопа и инструментов в проекте Herschel

Телескоп		
Диаметр первичного зеркала		3.5 м
Угловое разрешение	$\sim 7 > > \times (\lambda_{\text{obs}}/100 \text{ мкм})$	
Рабочая температура		$\sim 85 \text{ K}$
Инструменты:		
HIFI (гетеродинный спектрометр)		
Диапазон длин волн	157—212 & 240—625 мкм	
Поле зрения	один пиксель на небе	
Спектральное разрешение		$\sim 10^6$
PACS (2-х полосный фотометр для построения изображений)		
Диапазон длин волн	60—85 или 85—130, 130—210 мкм	
Поле зрения		1.75' x 3.5'
PACS (интегральный спектрометр)		
Диапазон длин волн		55—210 мкм
Поле зрения		47» x 47»
Спектральное разрешение		1 000—4 000
SPIRE (3-х полосный фотометр)		
	для построения изображений	
Полосы ($\lambda/\Delta\lambda \sim 3$)	250, 350, 500 мкм	
Поле зрения		4' x 8'
SPIRE (Фурье спектрометр)		
Диапазон длин волн	194—324 & 316—671 мкм	
Поле зрения		круговое 2.6'
Спектральное разрешение	370—1 300 / 20—60	

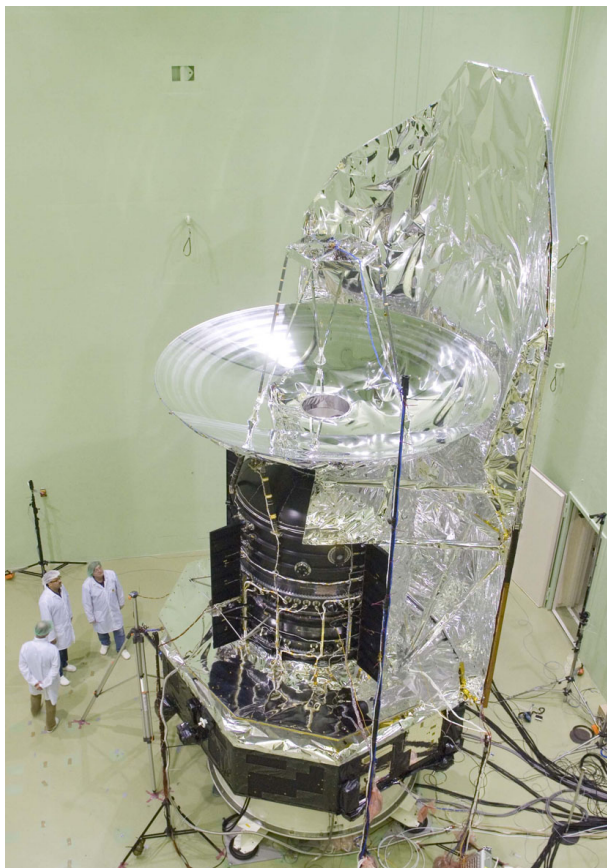


Рис. 1. Телескоп Herschel во время одного из последних тестовых испытаний (июнь 2008 г.)

Обсерватория Herschel: результаты

Через месяц после запуска телескопа, 14 июня 2009 г., на обсерватории Herschel заработала криогенная установка и была начата проверка и настройка инструментов. Еще через месяц был получен «первый свет» с инструментами PACS и SPIRE. Затем было осуществлено тестирование инструментов в различных режимах, а в конце сентября 2009 г. стартовала так называемая «демонстраци-

онная» фаза (scientific demonstration phase), в рамках которой были получены первые научные результаты. 32 % наблюдательного времени поделено между гарантированными пользователями, остатки распределяют на конкурсной основе. Менее 5 % наблюдательного времени отведено на объекты Солнечной Системы, остальное поделено примерно пополам между темами: звезды/межзвездная среда и галактики/космология. Первые результаты опубликованы в форме коротких статей (Letters) в двух выпусках журнала *Astronomy & Astrophysics* [9] (152 статьи) и [10] (52 статьи, HIFI) *Monthly Notices RAS* [11] (16 статей), а также в журналах *Science* и *Nature* (всего 229 статей в реферируемых журналах на 02.01.2011). Ниже обсуждаются некоторые результаты из [9].

Комплекс молекулярных облаков Розетка и область Н II RCW 120, связанная с OB-ассоциацией NGC 2244, были выбраны для детального изучения мест образования звезд [12–16]. Используя инструменты PACS и SPIRE, было обнаружено 46 массивных протозвездных ядра, причем многие из них не были ранее зафиксированы со спутника Spitzer из-за слишком слабых потоков. Это объясняется тем, что температура пыли в очень массивных ядрах составляет $T_d \approx 10$ K, а максимум потока излучения приходится на $\lambda \approx 300$ мкм, т. е. в области, недоступной для Spitzer. Массы протозвездных ядер лежат в диапазоне $0.1\text{--}15 M_\odot$, а их светимости — в пределах $1\text{--}150 L_\odot$. При этом значительную часть ядер составляют протозвезды Класса 0 ($M_{\text{env}} > M_\star$), которые ранее из-за отсутствия наблюдений в далекой ИК и субмм области спектра неправильно были отнесены к протозвездам Класса 1 ($M_{\text{env}} < M_\star$). В некоторых случаях на 70/160 мкм картах большие протозвездные ядра были разрешены на несколько отдельных протозвезд. Это хорошо видно на рис. 2, показывающем центральную часть комплекса облаков Розетка.

Установлено, что в комплексе темных облаков температура пыли имеет градиент, возрастая при приближении к границе области Н II от $T_d \approx 10\text{--}15$ K до $T_d \approx 25\text{--}30$ K. Помимо этого, была обнаружена антикорреляция между T_d и индексом β , входящем в уравнение (2) (см. рис. 3). Данный факт пока не получил разумного объяснения.

Глобула Бока CB244. Наблюдения маломассивного облака, содержащего CB244, показали, что глобула состоит из двух источников: протозвезды Класса 0 и ядра без признаков звездообразования [17]. Температура пыли в первом объекте составляет ~ 17.7 K, а во втором — ~ 10.6 K. Была найдена масса водорода в глобу-

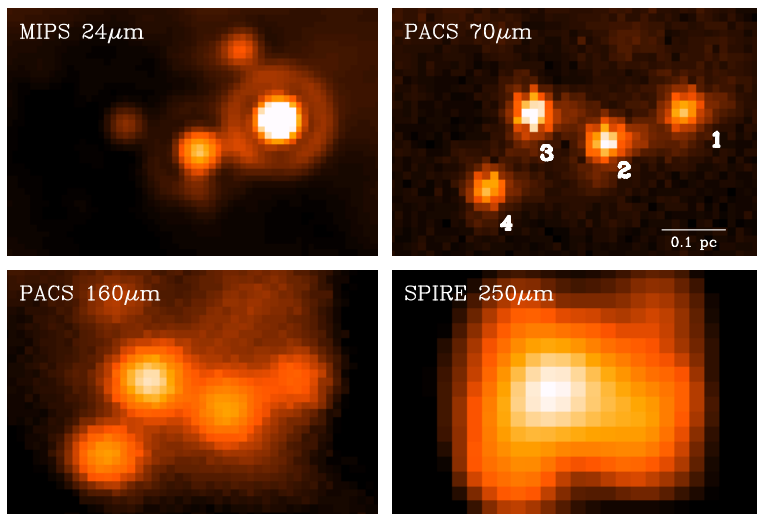


Рис. 2. Четыре протозвезды в центральной части комплекса молекулярных облаков Розетка

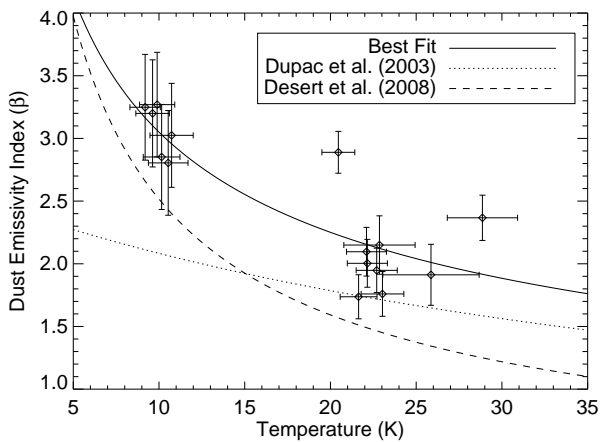


Рис. 3. Соотношение между температурой пыли и индексом β , определяющим эмиссионную способность пыли

ле ($15 \pm 5 M_{\odot}$), а также масса протозвезды ($1.6 \pm 0.1 M_{\odot}$) и ядра ($5 \pm 2 M_{\odot}$). Таким образом впервые удалось оценить, что в процессе звездообразования задействовано $\sim 45\%$ массы глобулы.

Туманность NGC 7023 является самой яркой отражательной туманностью. В ее центре находится звезда Хербига HD 200775. Исследования на обсерватории Herschel совместно с данными со спутника Spitzer позволили построить карты объекта в диапазоне 3.6—500 мкм и оценить эмиссионные характеристики пыли в далекой ИК области спектра (параметр β) [18]. Оказалось, что параметр β меняется в небольших пределах и в среднем близок к 2, что указывает на присутствие кристаллических пылинок.

ИК темные облака. В рамках программы исследования внутренней части галактической плоскости были проведены наблюдения двух областей размером $\sim 2 \times 2^\circ$ около галактических долгот $l = 30^\circ$ и $l = 59^\circ$ [19]. На более ярком фоне было выявлено 22 объекта нового типа — ИК темных облака (аналог «угольных мешков» в ИК диапазоне). Температура пыли внутри этих облаков составляет 8—15 К, тогда как в окружающей фоновой области она достигает 20—30 К. В локальных минимумах температуры лучевая концентрация молекулярного водорода оказалась наибольшей, в некоторых случаях достигая значения $N_{\text{H}_2} = 1 \times 10^{23} \text{ см}^{-2}$, что соответствует межзвездному поглощению $A_V \approx 50^m$ при среднем отношении газ/пыль в Галактике.

Диффузные и тонковолокнистые облака. С целью изучения начальной функции звездообразования были исследованы две области в Поясе Гулда, одна из которых (в Орле) содержит протозвезды и дозвездные (prestellar) ядра, а другая (облако Polaris) не является областью активного звездообразования [20, 21]. В обоих случаях впервые обнаружена фрагментация облаков в сложную сетку тонких длинных волокон, образование которых может быть обусловлено взаимодействием гравитации, межзвездной турбулентности и магнитных полей. При этом оказалось, что как протозвезды, так и ядра со звездообразованием или без, находятся лишь внутри волокон.

Протопланетный диск вокруг звезды Хербига HD 100546. Оптические изображения диска вокруг молодой звезды HD 100546 показывали, что в его внутренней части находится полость, что может быть связано с наличием молодой планеты. С использованием PACS были выполнены спектральные наблюдения диска в далекой ИК области спектра [22]. В его спектре была открыта полоса с цен-

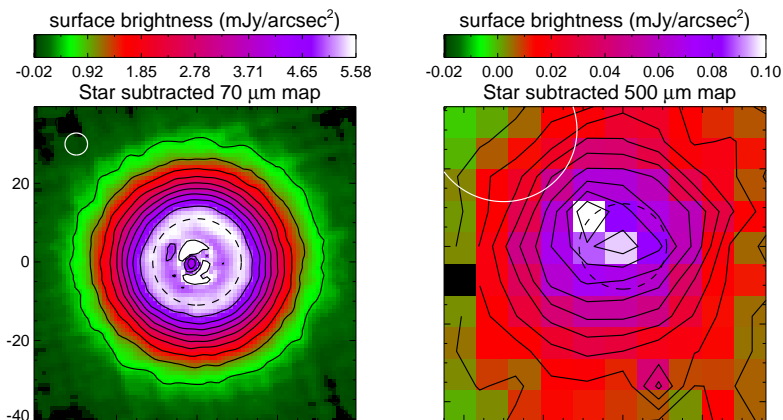


Рис. 4. Изображения пылевого диска вокруг Веги на $\lambda = 70$ и 500 мкм

тром около $\lambda \approx 69$ мкм, положение и форма которой свидетельствуют, что в диске присутствуют частицы из практически «чистого» форстерита (Mg_2SiO_4 , содержание железа около 2 %) при температуре ~ 70 K.

Прозволюционировавшие (debris) диски вокруг Веги и β Pic. Происхождение пылевого вещества вокруг звезд, находящихся на главной последовательности, объясняют результатом столкновения планетезималей в околозвездной среде. Такие диски были обнаружены со спутника IRAS (см. табл. 2) по ИК избыткам в спектрах Веги и звезды β Pic, причем в первом случае диск виден плашмя, а во втором — с ребра. На обсерватории Herschel были получены изображения обоих дисков в нескольких цветовых полосах в диапазоне $70\text{--}500$ мкм [23, 24]. Найдено, что изображение диска вокруг Веги является практически идеально круглым: эллиптичность меняется от ~ 1.01 на $\lambda = 70$ мкм до ~ 1.11 на $\lambda = 500$ мкм («мечта теоретика!», см. рис. 4). Радиус диска составляет $\sim 11 \gg$ (~ 85 а. е.). Размер диска вокруг β Pic несколько больше (~ 200 а. е.), а параметр β , характеризующий эмиссионную способность пыли в далекой ИК области спектра составляет ~ 0.34 , что не согласуется с равновесной столкновительной моделью происхождения спектра размеров частиц.

Планетарная туманность Кольцо. К неожиданному результату привели наблюдения в далекой ИК области спектра хорошо известной планетарной туманности М 57 (NGC 6720), расположенной в Лире [25]. Она оказалась источником ИК эмиссии в диапазоне 70—350 мкм, причем наблюдается удивительное совпадение распределения ИК излучения пыли и эмиссии молекулярного водорода на $\lambda = 2.12$ мкм. Этот факт может служить наблюдательным доказательством образования H_2 на поверхности пылинок. Указывается, что существование пыли и H_2 возможно в очень плотных маленьких уплотнениях в оболочке («узлах», knots), возникших после рекомбинации газа в сброшенной звездой оболочке.

Остаток Сверхновой Cas A. С точки зрения образования и существования пыли в очень далеких объектах весьма интересно оценить ее массу вокруг исторических Сверхновых. Ранее такие оценки проводились для остатка Cas A, но оказались весьма ненадежными (см. обсуждение в [26]). Изображения Cas A, полученные при помощи инструментов PACS и SPIRE в диапазоне 70—500 мкм, позволили впервые найти массу холодной пыли в остатке Сверхновой. Она оказалась равной $0.075 \pm 0.028 M_\odot$ (при $T_d = 35 \pm 3$ K), что слишком мало для космологических целей (требуется 2—4 M_\odot !).

Оболочки вокруг AGB звезд. Высокое пространственное разрешение и чувствительность инструментов PACS и SPIRE дали возможность обнаружить оболочки сброшенные звездами поздних спектральных классов и проследить их взаимодействие с межзвездной средой [27, 28]. Изображения трех углеродных звезд AQ And, U Ant и TT Cyg на $\lambda 70$ и 160 мкм показали, что они выглядят как кольца с радиусами ~ 10 —50. В результате моделирования было найдено, что температура пыли на внутренней границе оболочки составляет 20—40 K, оптическая толщина оболочек не превосходит 0.003, а их масса составляет 10^{-5} —0.01 M_\odot .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 10—02—00593а).

Список литературы

1. *Glass I. S.* Handbook of Infrared Astronomy. — Cambridge University Press, 1999.
2. *Voshchinnikov N. V.* In the kitchen of dust modeling // Optics of Cosmic Dust / Ed. by G. Videen, M. Kocifaj. — Dordrecht: Kluwer, 2002. — P. 1.

3. *Вощинников Н. В., Семенов Д. А.* Температура несферических околовзвездных пылинок // Письма в Астрон. журн. — 2000. — Т. 26, вып. 10. — С. 787.
4. *Draine B. T.* Astrophysics of dust in cold clouds // The Cold Universe / Ed. by D. Pfenniger. — Berlin: Springer-Verlag, 2003. — P. 213.
5. *van Dishoek E. F.* ISO spectroscopy of gas and dust: from molecular clouds to protoplanetary disks // Ann. Rev. Astron. Astrophys. — 2004. — Vol. 42. — P. 119.
6. *Snow T. P., McCall B. J.* Diffuse atomic and molecular clouds // Ann. Rev. Astron. Astrophys. — 2006. — Vol. 44. — P. 367.
7. *Pilbratt G. L., Riedinger J. R., Passvogel T. et al.* Herschel Space Observatory. An ESA facility for far-infrared and submillimetre astronomy // Astron. Astrophys. — 2010. — Vol. 518. — P. L1+. 1005.5331.
8. Herschel home page. — <http://herschel.esa.int/>.
9. Herschel: the first science highlights // Astron. Astrophys. — 2010. — Vol. 518. — P. L1–L152.
10. Herschel/HIFI: first science highlights // Astron. Astrophys. — 2010. — Vol. 521. — P. L1–L52.
11. Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2010. — Vol. 409, iss. 1.
12. *Motte F., Zavagno A., Bontemps S. et al.* Initial highlights of the HOBYS key program, the Herschel imaging survey of OB young stellar objects // Astron. Astrophys. — 2010. — Vol. 518. — P. L77+.
13. *Schneider N., Motte F., Bontemps S. et al.* The Herschel view of star formation in the Rosette molecular cloud under the influence of NGC 2244 // Astron. Astrophys. — 2010. — Vol. 518. — P. L83+.
14. *Hennemann M., Motte F., Bontemps S. et al.* Herschel observations of embedded protostellar clusters in the Rosette molecular cloud // Astron. Astrophys. — 2010. — Vol. 518. — P. L84+.
15. *di Francesco J., Sadavoy S., Motte F. et al.* Small-scale structure in the Rosette molecular cloud revealed by Herschel // Astron. Astrophys. — 2010. — Vol. 518. — P. L91+.
16. *Anderson L. D., Zavagno A., Rodón J. A. et al.* The physical properties of the dust in the RCW 120 H II region as seen by Herschel // Astron. Astrophys. — 2010. — Vol. 518. — P. L99+.

17. *Stutz A., Launhardt R., Linz H. et al.* Dust-temperature of an isolated star-forming cloud: Herschel observations of the Bok globule CB244 // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 518. — P. L87+.
18. *Abergel A., Arab H., Compiègne M. et al.* Evolution of interstellar dust with Herschel. First results in the photodissociation regions of NGC 7023 // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 518. — P. L96+.
19. *Peretto N., Fuller G. A., Plume R. et al.* Mapping the column density and dust temperature structure of IRDCs with Herschel // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 518. — P. L98+.
20. *André P., Men'shchikov A., Bontemps S. et al.* From filamentary clouds to prestellar cores to the stellar IMF: Initial highlights from the Herschel Gould Belt Survey // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 518. — P. L102+.
21. *Men'shchikov A., André P., Didelon P. et al.* Filamentary structures and compact objects in the Aquila and Polaris clouds observed by Herschel // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 518. — P. L103+.
22. *Sturm B., Bouwman J., Henning T. et al.* First results of the Herschel key program “Dust, Ice and Gas In Time” (DIGIT): Dust and gas spectroscopy of HD 100546 // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 518. — P. L129+.
23. *Sibthorpe B., Vandenbussche B., Greaves J. S. et al.* The Vega debris disc: A view from Herschel // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 518. — P. L130+.
24. *Vandenbussche B., Sibthorpe B., Acke B. et al.* The β Pictoris disk imaged by Herschel PACS and SPIRE // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 518. — P. L133+.
25. *van Hoof P. A. M., van de Steene G. C., Barlow M. J. et al.* Herschel images of NGC 6720: H₂ formation on dust grains // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 518. — P. L137+.
26. *Barlow M. J., Krause O., Swinyard B. M. et al.* A Herschel PACS and SPIRE study of the dust content of the Cassiopeia A supernova remnant // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 518. — P. L138+.
27. *Kerschbaum F., Ladjal D., Ottensamer R. et al.* The detached dust shells of AQ Andromedae, U Antliae, and TT Cygni // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 518. — P. L140+.
28. *Ladjal D., Barlow M. J., Groenewegen M. A. T. et al.* Herschel PACS and SPIRE imaging of CW Leonis // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 518. — P. L141+.

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЕЙ ДВИЖЕНИЯ

В концептуальном плане КТПД обходится без корпускулярно-волнового дуализма, все материальные объекты в ней полагаются непрерывными полями движения. Математический формализм основан на понятии плотностей динамических переменных и представляет из себя формализм однокомпонентных волновых функций, универсальный для полей с разным спином. Позволяет найти вид поля в собственной системе отсчета, связанной с центром масс. Существование инертной массы объясняет как следствие мнимой добавки в плотности импульса поля.

The QTFM dispenses with wave-particle dualism in conceptual plane, all material objects in it are supposed continuous fields of motion. Mathematical formalism is based on concept of densities of dynamical variables and represents a formalism of one-component wavefunctions which is universal for fields of any spin. It permits us to find form of field in intrinsic reference frame associated with center of mass. It explains an inertial mass existence as due to imaginary addition to density of momentum of field.

Введение

В настоящее время *признанной* вершиной теоретического творчества в физике элементарных частиц является так называемая Стандартная модель, описывающая с помощью калибровочного подхода с группами симметрий $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$ три из четырех фундаментальных взаимодействий, известных в Природе, а также все открытые частицы [1]. Тем не менее, не все физики довольны Стандартной моделью. Возникает вопрос: в чем причина?

Во-первых, Стандартная модель не дала единого описания всех частиц. Например, частицы с разным спином в ней описываются различными уравнениями: бесспиновые ($s = 0$) — уравнением Клейна—Гордона—Фока, фермионы со спином $s = 1/2$ — уравнением Дирака, компоненты 4-векторного потенциала A^μ (спин $s = 1$) — уравнениями Максвелла, и так далее [2]. При этом в ход идут разные математические объекты — скаляры, спиноры, векторы и так далее,

по-разному ведущие себя при преобразованиях Лоренца. Единство достигается только на уровне лагранжиана, в который все упомянутые объекты входят в виде суммы «скалярных произведений» (благодаря чему, собственно, и удается записать их в одном выражении). Казалось бы, раз единство все-таки достигнуто, то можно ставить точку. Однако, такое единство — не совсем то, чего хотели бы теоретики. Дело в том, что используются *три* группы $U(1)$, $SU(2)$ и $SU(3)$ калибровочной симметрии, а не одна. Даже тот факт, что электромагнитное и слабое взаимодействия объединены (их константы α_{em} и α_w связаны через *угол Вайнберга* [3]), многих не устраивает. Приверженцы идеи Великого объединения требуют *единой группы* симметрии более высокого ранга, имеющей представления, равноправными элементами которого должны стать сегодняшние лептоны и кварки. Энтузиасты суперсимметрии ищут свои группы, которые бы позволили объединить и фермионы, и бозоны [4]. Все они хотят как можно скорее проверить свои выкладки, поэтому, как известно, первоочередными задачами Большого адронного коллайдера в ЦЕРН является, с одной стороны, обнаружение так называемых бозонов Хиггса (что должно подтвердить Стандартную модель) и, с другой стороны, эффектов за пределами Стандартной модели (что, разумеется, должно ее опровергнуть).

Во-вторых, Стандартная модель является *феноменологической* теорией, т. е. набором чисто математических рецептов вычислений, физическая трактовка которых зачастую отсутствует. В этом отношении она недалеко ушла от геоцентрической системы мира, некогда господствовавшей в астрономии, когда благодаря соответствующему подбору воображаемых кругов — деферентов и эпициклов — также достигалась достаточно высокая точность положений небесных тел [5]. Деференты и эпициклы птолемеевой системы мира — это геометрический образ использовавшихся двух математических «палочек-выручалочек»: специально подобранных симметрий и разложения в ряды. Аналогично, в Стандартной модели (да и вообще во всей современной физике элементарных частиц!) используются те же методы: абстрактные симметрии (теперь, правда, на языке теории групп) и теория возмущений, т. е. снова разложения в ряды. Наличие в Стандартной модели около двух десятков *свободных параметров*, просто измеряемых в экспериментах и не имеющих физической интерпретации — прямое подтверждение ее феноменологичности.

Легко понять, что этот недостаток является более досадным, чем отсутствие полного единого описания всех полей, поскольку одно дело — когда у Вас в руках не вполне совершенный, но зато очень привычный и понятный инструмент, и совсем другое дело — если Вы впервые держите в руках что-то непонятное, пусть даже и многообещающее. Корни феноменологичности Стандартной модели следует искать в самых ее истоках. *Квантовая теория полей движения (КТПД)* (Quantum Theory of Fields of Motion (QTFM) — *англ.*), о которой будет рассказано в этой лекции, появилась в результате переосмысления наиболее трудных вопросов в основаниях современной квантовой теории. Общеизвестно, что в основе КТП лежат две величайшие теории XX в. — квантовая механика и теория относительности. Давайте выясним, какие их положения могут быть изменены или использованы иначе и что из этого может получиться.

Отличие оснований КТП и КТПД

В аксиоматических частях традиционной квантовой теории и КТПД можно выделить два принципиальных отличия (все остальные появляются как следствия этих двух). Первое связано с применением *принципа относительности*, одной из основ релятивистской механики. Есть веские основания полагать, что в КТП он не используется там, где это необходимо. Например, краеугольным понятием как квантовой механики, так и КТП является *корпускулярно-волновой дуализм*, согласно которому волновой матаппарат применяется только для вероятностного описания относительного движения частиц. Если нет относительного движения, значит, нет и импульса **p**, так что вследствие соотношения

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p}, \quad \hbar = 1.0545887 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}, \quad (1)$$

дебройлевская волна имеет бесконечную длину λ . От волны с бесконечной длиной в теории мало пользы, поэтому само собой как будто получается, что формализм волн здесь не применим. Однако, такой вывод не является логически последовательным, поскольку остается еще такой вариант: волны де Бройля изначально «предназначены» для описания именно относительного движения объекта в целом. На вопрос, что представляет собой сам объект, в данном случае ответа нет. Может — дискретная частица, а может — снова волна, но другого вида и другой природы? Ответить на этот вопрос как раз

помогает релятивистский принцип относительности, который можно сформулировать, в частности, следующим образом: «все физические явления при одинаковых начальных условиях протекают одинаково во всех инерциальных системах отсчета (ИСО)». Это значит, что в разных ИСО они описываются одинаковыми уравнениями, с точностью до обозначений величин, принятых в этих системах. Следовательно, если в некоторой ИСО, относительно которой объект движется и имеет импульс \mathbf{p} , ему соответствует некоторое дифференциальное *волновое* уравнение, то и в собственной ИСО ему должно соответствовать *такое же* уравнение. Другими словами, волновое уравнение может описывать не только кинетическую составляющую процесса с тем или иным полем, но и само поле. Но, тогда возникает резонный вопрос: зачем нужна частица? Отсюда мы приходим к выводу, что и в собственной ИСО фундаментальные объекты микромира, вопреки представлениям КТП, должны являться волнами. Остается применить уравнения, которым могли бы подчиняться такие волны, к собственной ИСО и решить их.

Второе принципиальное отличие между традиционной квантовой теорией и КТПД связано с понятием *наблюдения*. В свое время при создании математического аппарата квантовой механики выдвигалось требование формулировать уравнения только для величин, которые наблюдаются (В. Паули, В. Гейзенберг, П. Дирак). А наблюдать (т. е. *измерить*) можно такие *физические величины*, как координаты, импульс, заряд, энергию, угловой момент и так далее, т. е. такие же, как и в макроскопическом случае. При этом никто и не подозревал о своеобразных «подводных камнях», ожидающих всякого, кто выполняет подобные измерения. Результаты наблюдений интерпретировались наподобие того, как это делается в классической физике. Таким образом во всей традиционной квантовой теории, в том числе и в КТП, слово *наблюдаемый* фактически стало просто синонимом слова *физический*. Между тем, подобное «определение» наблюдаемой величины не является достаточно полным, потому что как только мы обратимся к *локальному описанию процессов* (локальности требует специальная теория относительности), мы сразу сталкиваемся с противоречием. Напомним, что для того, чтобы удовлетворить принципу локальности, для всех величин, входящих в уравнения, должны браться их значения в некоторой выбранной точке 4-мерного пространства-времени. Такие значения называются *локальными*. Парадокс заключается в том, что *наблюдаемые в микромире не могут быть локальными!* Докажем это.

Основополагающим утверждением квантовой теории является концепция *квантования*. Если говорить более конкретно, то экспериментально доказано, что такая величина, как *действие*, всегда кратна одной и той же малой, но конечной величине — половине кванта действия \hbar — постоянной Планка (1). С формальной точки зрения действие является функционалом:

$$S = \int_{t_1}^{t_2} dt \iiint L(x^\mu, \psi, \partial_\mu \psi) d^3x, \quad (2)$$

где L — плотность функции Лагранжа (так называемый *лагранжиан*), зависящая от координат x^μ , поля ψ и его производных; t_1, t_2 — начальный и конечный моменты времени рассматриваемого процесса, для которого вычисляется действие.

Интегрирование выполняется по всему пространству, заполненному волновой функцией объекта в течение процесса. Очевидно, что требование квантования действия может выполняться только в том случае, когда и пространственный, и временной интегралы в (2) не равны 0. Это, в свою очередь, требует, чтобы и отрезок времени $t_2 - t_1$, и объем пространства, по которому вычисляется интеграл и в котором происходит процесс, были *ненулевыми* (конечными). Применим это к упомянутому выше понятию наблюдения. Наблюдение также является некоторым процессом в микромире, поэтому и на него распространяется закон квантования действия: каждый результат, полученный когда-либо и где-либо, сопровождается изменением действия на величину $\eta\hbar$, где η — целое или, в редких случаях, полужелое число. Следовательно, интегралы в (2) не равны 0, так что наблюдение выполняется не мгновенно в точке (не *локально*), а требует объема пространства и интервала времени. Результат измерения является естественным образом усредненным по ним (по объему и интервалу) значением наблюдаемой физической величины.

Именно это *усреднение наблюдаемых* является тем «подводным камнем», который не учитывается в традиционной теории и вторым существенным отличием подхода КТПД к этому вопросу. Его учет позволяет значительно расширить не только возможности матаппарата, но и устранить многие трудности физической интерпретации.

Основные черты квантовой теории полей движения

Чтобы одновременно сделать величины, фигурирующие в уравнениях, локальными, а наблюдаемые — усредненными, математический формализм КТПД формулируется не для самих динамических переменных, а для их *плотностей*. Если $\psi(x^\mu)$ — некоторое поле в 4-точке x^μ , а $\hat{F} = \hat{F}(x^\mu)$ — оператор некоторой физической величины F в x^μ , то плотностью этой величины является следующая функция:

$$D_F(x^\mu) = \psi^* \hat{F} \psi. \quad (3)$$

Например, если F является импульсом, то плотность импульса запишется как $\psi^* \hat{\mathbf{p}} \psi = -i\hbar \psi^* \nabla \psi$. Мгновенное значение динамической переменной F , характеризующее поле ψ в целом в момент времени $t \equiv x^0/c$ есть

$$F(t) = \iiint D_F(x^\mu) d^3x = \iiint \psi^* \hat{F} \psi d^3x. \quad (4)$$

Легко видеть, что правая часть (4) похожа на определение *квантово-механического среднего* величины F в традиционной квантовой теории [6]. Однако, значение F в данном случае является *мгновенным*. Чтобы получить *наблюдаемое* значение F , необходимо его проинтегрировать по некоторому интервалу времени τ , который содержит момент t и величина которого определяется из условия квантования действия:

$$F \equiv \langle F \rangle = \frac{1}{\tau} \int_{t-\tau/2}^{t+\tau/2} F(t) dt = \frac{1}{\tau} \int_{t-\tau/2}^{t+\tau/2} dt \iiint \psi^* \hat{F} \psi d^3x. \quad (5)$$

Если величина F поля ψ сохраняется во времени (является интегралом движения), то интегрирование по времени в (5) не изменит ее значения: $F(t) \equiv \text{const}$. Величины, сохраняющиеся во времени, могут быть найдены также из *уравнения на собственные значения*. Собственно говоря, уравнение на собственные значения

$$\hat{F} \psi = F \psi$$

фактически является определением такой функции ψ , при которой величина F имеет *постоянное* значение (в правой части F является

числом, а не функцией). Таким образом, когда говорят, что в *состоянии* ψ оператор \hat{F} имеет собственное значение F , это просто означает, что в поле ψ величина F является *интегралом движения* и сохраняется в течение времени наблюдения или дольше.

Далее, мы легко можем большинство уравнений традиционной квантовой теории переформулировать в терминах плотностей. Для этого достаточно формально домножить их слева на ψ^* . Например, возьмем уравнение Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H}\psi$$

и умножим его на ψ^* слева:

$$\psi^* i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \psi^* \hat{H}\psi.$$

Подобное умножение является тождественным преобразованием, оно не меняет входящих в него величин. В то же время легко видеть, что мы получили выражение, состоящее из билинейных по полю ψ комбинаций типа (3), являющихся плотностями. Сама по себе такая форма записи не нужна для решения его как дифференциального уравнения, поэтому и в КТПД можно пользоваться традиционной формой уравнений.

Таким образом, квантовая теория полей движения исходит из того, что материя нашего мира представляет собой непрерывно распределенные с некоторыми плотностями заряд, импульс, энергию, момент импульса и так далее, так что имеет смысл сопоставить такому набору плотностей некоторое *поле движения*, поскольку, во-первых, оно непрерывно и, во-вторых, все динамические переменные, фигурирующие в нем, по своей сути призваны описывать движение.

Здесь мы вплотную подошли к вопросу о том, какие поля движения в КТПД должны заменить частицы. Из общих соображений ясно, что характерные размеры таких полей должны быть достаточно малыми и что интегралы от плотностей их динамических переменных должны сходиться. А поскольку плотности являются билинейными («квадратичными») комбинациями волновых (полевых) функций, то эти функции должны быть *квадратично интегрируемыми*.

При определении плотностей динамических переменных (3) не оговаривалось особо, к какой системе отсчета относятся координаты x^μ . Так же, как и плотности, поле движения может быть задано в

любой системе отсчета. Кроме того, поле движения может состоять из нескольких более простых полей движения. Если поле движения Ψ состоит из *независимых* полей движения $\psi, \phi, \dots, \sigma$, то эти поля называются *парциальными* полями поля Ψ . При этом факт независимости очень важен, благодаря ему поле Ψ может быть представлено в виде обычного (алгебраического) произведения:

$$\Psi = \psi\phi\dots\sigma.$$

Чтобы найти вид поля движения, необходимо иметь уравнение его динамики. Возьмем самое универсальное релятивистское уравнение классической физики — так называемое *уравнение массовой поверхности*, которому подчиняются все материальные объекты:

$$\frac{E^2}{c^2} - \mathbf{p}^2 = m^2 c^2, \quad \Longleftrightarrow \quad p_\mu p^\mu = m^2 c^2. \quad (6)$$

Воспользуемся боровским *принципом соответствия*. Заменяем входящие в (6) физические величины соответствующими операторами, подставим волновую функцию:

$$\frac{\hat{E}^2}{c^2} \Psi - \hat{\mathbf{p}}^2 \Psi - m^2 c^2 \Psi = 0, \quad \Longleftrightarrow \quad \hat{p}_\mu \hat{p}^\mu \Psi - m^2 c^2 \Psi = 0.$$

Учитывая, что

$$\hat{p}^\mu = i\hbar\partial^\mu, \quad \hat{p}_\mu = i\hbar\partial_\mu, \quad \text{где} \quad \partial^\mu \equiv \frac{\partial}{\partial x_\mu}, \quad \partial_\mu \equiv \frac{\partial}{\partial x^\mu},$$

находим, что наше уравнение превращается в *уравнение Клейна—Гордона—Фока* [1, 2]

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} - \Delta \Psi + \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} \Psi = 0, \quad \Longleftrightarrow \quad \partial_\mu \partial^\mu \Psi + \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} \Psi = 0. \quad (7)$$

Концепция полей движения позволяет нам для всех полей пользоваться только однокомпонентными (*скалярными*) комплексными волновыми функциями, а в качестве уравнения динамики использовать единственное уравнение Клейна—Гордона—Фока (7), которое, впрочем, в зависимости от парциального состава функции Ψ может менять свой облик. Такая простота становится возможной, прежде всего, благодаря тому, что *спин* также удается «уложить» в рамки

парциального поля. А именно, решение (7) в сферических координатах после разделения переменных дает нам следующее парциальное поле, связанное с движением по углам:

$$Y(\theta, \varphi) = [a_p P_\nu^\mu(\cos \theta) + a_q Q_\nu^\mu(\cos \theta)] e^{i\mu\varphi}. \quad (8)$$

Здесь ν, μ — квантовые числа углового момента и его z -проекции; $P_\nu^\mu(\zeta), Q_\nu^\mu(\zeta)$ — присоединенные функции Лежандра 1-го и 2-го рода; a_p, a_q — постоянные множители.

В зависимости от выбранной *системы отсчета* эта волновая функция формально может описывать любые поля движения, связанные с вращением, будь то орбитальное движение или спин. Индексы ν, μ могут принимать как целые, так и полуцелые значения, причем каждому фиксированному значению ν соответствует $(2\nu + 1)$ значений μ , идущих с интервалом 1.

Характерной особенностью формализма однокомпонентных волновых функций является то, как в нем учитывают взаимодействие. Как мы знаем, взаимодействие обычно вызывает дополнительное движение. Соответственно, в формализме КТПД в общую волновую функцию Ψ вводится дополнительное поле движения — парциальное *поле реакции* на воздействие (*поле отклика*) f . Оно, как и все прочие парциальные поля, входящие в Ψ , подлежит действию операторов. Пусть, к примеру, есть начальное поле движения ψ . Если оно подвергается действию некоторого внешнего потенциала, то появляется поле реакции f и от ψ необходимо перейти к $\Psi = \psi f$. Уравнение динамики теперь будет выглядеть как

$$\partial_\mu \partial^\mu (\psi f) + \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} \psi f = 0.$$

После выполнения требуемых действий получим

$$(\partial_\mu \partial^\mu \psi) f + (\partial_\mu \partial^\mu f) \psi + 2(\partial_\mu \psi)(\partial^\mu f) + \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} \psi f = 0. \quad (9)$$

Для случая электромагнитного потенциала A^μ и электрического заряда Q , которым обладает исследуемое поле движения ψ , имеем

$$\hat{p}^\mu f = -\frac{Q}{c} A^\mu f \quad \Longrightarrow \quad \partial^\mu f = \frac{iQ}{\hbar c} A^\mu f, \quad \partial_\mu \partial^\mu f = -\frac{Q^2}{\hbar^2 c^2} A_\mu A^\mu f. \quad (10)$$

После подстановки (10) в (9) поле реакции сокращается (характерная черта формализма), оставив свои собственные числа в уравнении:

$$\partial_\mu \partial^\mu \psi + 2 \frac{iQ}{\hbar c} A^\mu \partial_\mu \psi + \left(\frac{m^2 c^2}{\hbar^2} - \frac{Q^2}{\hbar^2 c^2} A_\mu A^\mu \right) \psi = 0.$$

Знание вида потенциала позволяет решить уравнение, т. е. найти волновую функцию ψ . Если поле находится под действием нескольких внешних полей (например, на электрон в атоме действует и кулоновский потенциал ядра, и внешнее («лабораторное») электромагнитное поле), то вводится несколько полей реакции f_1, f_2, \dots — по количеству независимых воздействий.

КТПД в задачах квантовой механики

В отличие от КТП, возраст которой насчитывает лет 50—90, КТПД является совсем молодой теорией (первая работа по ней была опубликована в начале этого века [7]). Основной ее недостаток на сегодняшний день заключается в отсутствии *вторичного квантования*, вследствие чего ее методами нельзя решать задачи с переменным числом частиц. Однако, это недостаток малого возраста теории и, вполне возможно, что скоро он будет исправлен. Зато КТПД изначально является релятивистской и подлинно аналитической теорией, к тому же всегда имеющей физическую интерпретацию.

Прежде всего, методами КТПД можно решать задачи квантовой механики. Первую свою проверку работоспособности она прошла на задачах о водородоподобном атоме [7, 8]. Простейшим решением с помощью КТПД является не первое грубое приближение дающее формулу Бальмера, а сразу формула с учетом релятивистской поправки, содержащая азимутальное квантовое число l . В этом, а также в том, что энергия получается содержащей mc^2 , проявляется «врожденный» релятивизм КТПД. При учете спин-орбитального взаимодействия получается формула *тонкой структуры* термов. Заметим, что при этом используется скалярная (т. е. однокомпонентная) волновая функция, что идет вразрез с современной модой, согласно которой для описания спина $1/2$ обязательно нужны спиноры.

Далее были получены энергетические термы для атома, находящегося в магнитном поле (эффекты *Зеемана* и *Пашиена—Бака*), а также в электрическом (эффект *Штарка*). При этом влияние на электрон описывалось с помощью полей реакции и потенциалов

(см. (9,10)). В завершение было учтено и взаимодействие спина ядра с угловым моментом электрона (формула *сверхтонкой структуры*).

С помощью КТПД можно, в принципе, решать квантовомеханические задачи для любых атомов. Сначала формально записывается общая волновая функция всех электронов, которая выражается через волновые функции отдельных электронов с учетом типа симметрии при перестановках. Волновые функции отдельных электронов содержат все необходимые поля реакции на воздействия — как со стороны ядра, так и со стороны остальных электронов. Если решить уравнение динамики (7) для такого электрона, то получим его индивидуальную волновую функцию. Проблема в том, что решить аналитически такое уравнение невозможно, так как в нем присутствуют переменные других электронов. Поэтому приходится прибегать к теории возмущений. С ее помощью находятся индивидуальные волновые функции нулевого приближения для отдельных электронов, из которых компонуется «коллективная» волновая функция, служащая основой для следующего приближения, и так далее. Практическое преимущество КТПД в данном случае состоит в том, что *все* необходимые слагаемые в уравнениях динамики выводятся аналитически, а не конструируются на основе интуиции.

КТПД в задачах физики элементарных частиц

В Стандартной модели лептоны и кварки полагаются точечными, что приводит к необходимости перенормировок. В злободневной задаче о природе нейтринных осцилляций теоретики сегодня часто представляют нейтрино в виде волновых пакетов [9, 10], а «струнные» и «суперсимметричные» теоретики работают с протяженными объектами одного, двух и больше измерений, которые могут осциллировать или вращаться. Налицо настоятельная необходимость уйти от 0-мерности Стандартной модели. Прекрасный вариант такого выхода дает КТПД. С ее помощью можно «увидеть», как выглядит фундаментальная частица в собственной ИСО. Необходимо просто решить универсальное уравнение динамики (7) в этой системе. Перед этим, однако, необходимо сделать некоторые важные уточнения.

В отличие от традиционной квантовой теории с ее статичным абстрактным понятием состояния, КТПД имеет дело с полями *движения*. Это значит, что плотности динамических переменных, в которых формулируется теория, являются непрерывно изменяющимися функциями времени и координат. Поля движения в основном явля-

ются *волновыми*, поэтому вполне возможна ситуация, когда некоторые плотности, являясь гармоническими функциями, отличаются друг от друга по фазе. При синхронизации всех плотностей динамических переменных по какой-нибудь одной произвольно выбранной может оказаться возможным их совместное представление в виде одной комплекснозначной функции. Отсюда следует важный вывод: в принципе *плотности динамических переменных могут быть комплексными*. При обязательном усреднении, сопутствующем любому наблюдению, т. е. при переходе от локальных плотностей к интегральным значениям динамических переменных, мнимые части могут затем исчезать (так же, впрочем, как и вещественные).

С учетом вышесказанного исходное классическое уравнение массовой поверхности (6) может быть записано в виде

$$p_{\mu}^* p^{\mu} = 0, \quad (11)$$

где звездочкой обозначено комплексное сопряжение, а обычный (пространственный) импульс является комплексным:

$$p^{\mu} = (E/c, \mathbf{p} + \mathbf{q})$$

(\mathbf{q} — вектор с *мнимыми* компонентами). Подстановкой этого в (11) получаем

$$\frac{E^2}{c^2} - \mathbf{p}^2 = |\mathbf{q}|^2, \quad (|\mathbf{q}|^2 \equiv \mathbf{q}^* \cdot \mathbf{q}) \quad (12)$$

после чего из сравнения с (6) следует:

$$|\mathbf{q}|^2 = m^2 c^2.$$

Это означает, что *инертная масса своим происхождением обязана мнимой части импульса*. Такое объяснение происхождения инертной массы не имеет ничего общего с так называемым *механизмом Хиггса*. Если попытаться проанализировать полученный результат с эвристических позиций, то можно прийти к выводу, что подобный механизм происхождения инерции массы имеет много общего с механизмом происхождения инерции тока, известным под названием *самоиндукции*. Узкие рамки этого доклада не позволяют остановиться на этом подробнее.

Заменим в (1) физические величины операторами и введем волновую функцию Ψ :

$$\frac{\hat{E}^2}{c^2} \Psi - \hat{\mathbf{p}}^2 \Psi = |\hat{\mathbf{q}}|^2 \Psi. \quad (13)$$

Операторы энергии и импульса нам знакомы, а вот оператор $\hat{\mathbf{q}}$ является новым. Это должен быть оператор импульса, но отличающийся от обычного множителем i , так как он дает *минимый импульс*. Поэтому полагаем

$$\hat{\mathbf{q}} = -\hbar \nabla.$$

Поле Ψ является суперпозицией независимых полей движения $\psi'(x'^\mu)$ и $\psi(x^\mu)$, из которых *второе* является «внутренним» полем движения в собственной системе отсчета x^μ , а первое — полем движения поля ψ во внешней («лабораторной») системе отсчета x'^μ . После подстановки $\Psi = \psi' \psi$ в (13) переменные разделяются и для собственной ИСО получается уравнение

$$\Delta \phi - \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} \phi = 0,$$

где $\phi(\mathbf{r})$ является парциальным полем *стационарного* поля $\psi(t, \mathbf{r})$. Представляя «внутреннее» поле движения в виде $\phi(\mathbf{r}) = R(r)\sigma(\theta, \varphi)$, где R — радиальное поле; σ — поле спина; и решая уравнение в сферических координатах, после очередного разделения переменных получим два независимых уравнения:

$$\begin{cases} \frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR}{dr} - \left(\frac{m^2 c^2}{\hbar^2} + \frac{\gamma}{r^2} \right) R = 0, \\ \Delta_{\theta, \varphi} \sigma + \gamma \sigma = 0. \end{cases}$$

Второе уравнение описывает спиновое поле движения, оно имеет решение типа (8), причем константа разделения $\gamma = s(s+1)$ выражается через квантовое число момента импульса поля σ , т. е. через спин s . В результате для поля радиального движения имеем окончательное уравнение

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR}{dr} - \left[\frac{m^2 c^2}{\hbar^2} + \frac{s(s+1)}{r^2} \right] R = 0. \quad (14)$$

Интересующее нас решение имеет вид

$$R(r) = \frac{K_{s+1/2}(r/\lambda_c)}{\sqrt{r}}, \quad (15)$$

где λ_c — комптоновская длина волны, деленная на 2π .

Для всех спинов, кроме $s = 0$, у этой функции имеются проблемы с квадратичной интегрируемостью при $r \rightarrow 0$. Справиться с ними

помогает так называемый метод *волнового предела*. Суть его состоит в том, что от r переходят к комплексной величине $r + i\rho$, где ρ — малый параметр. Если $\rho \neq 0$, решение (2) на комплексной плоскости будет конечным даже при $r = 0$. Все квадратичные интегралы становятся сходящимися. Параметр ρ может затем быть устремлен к 0, но, поскольку с ним вычисляются и квантовомеханические средние величин, и нормировочные интегралы, то наблюдаемые от этого не изменятся.

Поскольку поле радиального движения $R(r)$, связанное с мнимой плотностью импульса, является независимым, действие для него должно квантоваться. И действительно, вычисления величины

$$\langle \mathbf{r} \cdot \mathbf{q} \rangle = \iiint R^* \hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{q}} R d^3x = \langle rq \rangle = 4\pi \int_0^\infty r^2 R^* \hat{r} \hat{q} R dr$$

дают $\langle rq \rangle = \frac{3}{2}\hbar$, причем результат не зависит ни от массы поля, ни от спина.

Заключение

Таким образом, все задачи квантовой механики без ограничений решаются методами КТПД. При этом новая теория имеет преимущества в аналитичности и ясности физической трактовки. В физике элементарных частиц для КТПД пока доступны только задачи с постоянным числом частиц. Тем не менее, с ее помощью получены следующие важные результаты:

1) Вид полей фундаментальных «частиц» (их динамика) в собственной ИСО. Оказывается, что и в собственной системе отсчета фундаментальные «частицы» являются *полями* движения, т. е. объектами с потенциально бесконечным числом степеней свободы. Как правило, их можно представить в виде суперпозиции поля спина, связанного с вращением, и поля радиальных колебаний. При решении (13) в других координатах (не сферических) могут, в принципе, получиться другие поля движения (например, полоидальные). Не следует также сбрасывать со счетов то, что найденные решения были получены в предположении о стационарности полей. Для нестационарных (нестабильных) полей должны существовать свои решения.

2) Единое описание всех частиц, независимо от спина. Это заветная мечта так называемой теории Великого объединения.

В настоящее время над этим упорно трудятся те, кто занимается суперсимметрией. Между тем оказывается, что суперсимметрия для этого не является необходимой.

3) Объяснение происхождения инертной массы. Возникновение инерции массы оказывается подобным возникновению ЭДС самоиндукции при изменении тока в катушке. Подробное сопоставление всех аспектов этих явлений показывает, что такой механизм гораздо более правдоподобен, чем механизм Хиггса.

После выполнения вторичного квантования в КТПД этот список может значительно расшириться.

Список литературы

1. *Кейн Г.* Современная физика элементарных частиц. — М.: Мир, 1990.
2. *Райдер Л.* Квантовая теория поля. — М.: Мир, 1987.
3. *Ожунь Л. Б.* Лептоны и кварки. — М.: Наука, 1990.
4. *Грин Б.* Элегантная Вселенная. Суперструны, скрытые размерности и поиски окончательной теории. — М.: УРСС, 2004.
5. *Галилей Г.* Диалог о двух главнейших системах мира, птолемеевой и коперниковой. — М.-Л.: ОГИЗ-СССР, 1948.
6. *Ландау, Л. Д. and Лифшиц, Е. М.* Квантовая механика. — М.: Наука, 1989.
7. *Гламазда Д. В.* Квантовая теория и поля движения. — Екатеринбург: УГТУ, 2000.
8. *Гламазда Д. В.* Применение нового формализма к решению задач об одноэлектронном атоме // Письма в ЭЧАЯ. — 2009. — Т. 6, вып. 4. — С. 528.
9. *Lychkovskiy O. V.* Neutrino oscillations: Deriving the plane-wave approximation in the wave-packet approach // Phys. Atom. Nucl. — 2009. — Vol. 72, iss. 9. — P. 1557.
10. *Fuji C., Matsuura Y., Shibuya T., Tsai S. Y.* A Wave-Packet View of Neutrino Oscillation and Pion Decay // ArXiv High Energy Physics - Phenomenology e-prints. — 2006. arXiv:hep-ph/0612300.

С. Ю. Горда, П. Е. Захарова,
В. В. Крушинский, Э. Д. Кузнецов
Уральский государственный университет

1.2-м АЛЬТ-АЗИМУТАЛЬНЫЙ ТЕЛЕСКОП КОУРОВСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

В настоящее время в Коуровской астрономической обсерватории Уральского государственного университета заканчивается ввод в строй телескопа рефлектора с диаметром главного зеркала 1.2 м.

Механические и электронные части телескопа сконструированы, изготовлены и смонтированы фирмой **APM Telescope, Германия**. Расчет оптической схемы и был выполнен также представителями этой фирмы. Оптика телескопа была изготовлена **ЗАО «TYDEX», Санкт-Петербург**.

Выбор альт-азимутальной монтировки был обусловлен малыми размерами и относительной легкостью конструкции, в то время как система разгрузки полярной оси параллактической монтировки потребовала бы увеличения веса и размеров телескопа. В случае азимутальной монтировки использование одновременного вращения с переменной скоростью вокруг трех осей (по азимуту, высоте и относительно оптической оси) в процессе часового ведения телескопа вместо равномерного вращения вокруг одной (полярной) оси предъявляет особые требования к точности настройки и юстировки механических и оптических частей телескопа, а также к надежности работы управляющих элементов для осуществления точного слежения, особенно на длительных временах.

Оптическая схема телескопа представляет собой ломаный Кассегрен. Телескоп имеет два рабочих фокуса Несмита, выходящие в полые торцы горизонтальной оси телескопа, и фокус главного зеркала. Все фокусы оборудованы деротаторами, а главный и один из фокусов Несмита трех- и двух-линзовыми корректорами поля, соответственно. В табл. 1 приведены характеристики оптической схемы телескопа.

Конструкция трубы выполнена по классической схеме фермы Серюрье. Разгрузка зеркала на 36 точек осуществляется по схеме Ласселя и регулируется с помощью 12-ти грузов, расположенных на шарнирных рычагах. Боковая разгрузка также выполнена по схеме Ласселя пятью грузами, расположенными в нижней части оправы и

Таблица 1. Параметры оптической системы 1,2-м телескопа

Параметр	Гл. зеркало	Система Кассегрена	
Материал	ситалл	втор. зеркало	ситалл
Форма поверхности	парабола	втор. зеркало	гипербола
Физический диаметр	1 230 мм	втор. зеркало	390 мм
Световой диаметр	1 210 мм	втор. зеркало	383 мм
Толщина	161 мм	втор. зеркало	59 мм
Фокусное расстояние	3 599 мм		11 985 мм
Тип покрытия	Al+SiO ₂	втор. зеркало	Al+SiO ₂
Коэффициент отражения	90.1%	втор. зеркало	90.1%
Размах деформации функции волнового фронта	0.123λ		0.157λ
Число Штреля	0.984		0.984
Корректор поля	3-х линзовый	фок. Несмита	2-х линзовый
Покрытие	многосл. просв.	фок. Несмита	многосл. просв.
Исправленное поле	70 мм/1.1°	фок. Несмита	100 мм/0.5°
Рабочий диапазон	400—1 010 нм		400—1 010 нм

прижимающими зеркало к регулируемым упорам, равномерно распределенным по периметру оправы. При такой конструкции невозможна перекладка трубы телескопа через зенит.

При необходимости проведения наблюдений в главном фокусе вторичное зеркало вместе с оправой убирается на внешнюю сторону трубы телескопа посредством поворотного рычага и закрепляется там.

Движение телескопа по азимуту и высоте осуществляется моментными моторами, расположенными непосредственно на осях (прямой привод). Приводы осей не имеют ни одной червячной или шестеренчатой передачи. Максимальная скорость движения 7°/с. Позиционирование телескопа производится с помощью относительных энкодеров фирмы **Heidenhainencoder** с угловым разрешением 0.06". Заявленная производителем точность позиционирования телескопа соответствует 4", а точность ведения не хуже 0.5" на дуге в 10°.

В качестве приводов деротаторов, поворота третьего зеркала и фокусировки использованы сервомоторы постоянного тока, оборудованные энкодерами. Фокусировка в схеме Несмита осуществляется перемещением вторичного зеркала, а при наблюдениях в главном фокусе — перемещением узла корректора поля.

Для управления телескопом используется промышленный компьютер с тактовой частотой 2.4 ГГц, оборудованный дополнительными периферийными картами PCI для Heidenhainencoder, ISA для сервоприводов и так далее. Операционная система —

Windows XP. Непосредственное управление всеми функциями телескопа осуществляется с помощью фирменного программного пакета **Autoslew**, при этом для управления можно использовать и другие программы, поддерживающие протокол **ASCOM**. Программное обеспечение предоставляет возможности исправления таких ошибок, как гнутие трубы телескопа, ошибку коллимации и неточности в установке горизонтальной и вертикальной осей телескопа.

Первый свет на 1.2-м телескопе был получен весной 2010 г. Первые снимки, полученные в фокусе Несмита, показали, что точность позиционирования не хуже $30''$. На снимках, сделанных с экспозициями 10–15 минут, не отмечалось сколько-нибудь заметного сдвига изображений.

Телескоп будет использован для фотометрических и спектральных наблюдений. В главном фокусе предполагается установка фотометра-поляриметра. В фокусах Нэсмита — спектральной аппаратуры низкого и высокого разрешения.

В настоящее время на телескопе проводятся работы по установке оптоволоконного эшелле-спектрографа высокого разрешения ($R = 30\,000$), спроектированного и изготовленного в отделе звездной спектроскопии САО РАН. В качестве светоприемного устройства в нем используется ПЗС-камера, изготовленная в лаборатории перспективных разработок САО РАН, с матрицей E2V42-40 (2048×2048 , 13.5 мкм) и системой охлаждения замкнутого цикла **POLYCOLD**.

Проект спектрографа низкого разрешения предполагает наблюдения только с длинной щелью. Набор голографических решеток позволит получить спектральное разрешение от 500 до 3500 в диапазоне $3\,800\text{--}9\,000\text{ \AA}$. В настоящее время в мастерских обсерватории изготавливается прототип прибора со спектральным разрешением 450.

Также обсуждается конструкция и возможности фотометра-поляриметра главного фокуса.

В заключение хочется отметить, что большая работа, проведенная на обсерватории по строительству и вводу в строй как самого телескопа, так и павильона, где он сейчас находится, была бы невозможна без помощи и участия всего коллектива обсерватории. Авторы выражают благодарность сотрудникам, активно способствовавшим скорейшему вводу в строй нашего 1.2-м азимутального телескопа: А. И. Шагабудинову, А. А. Попову, И. С. Заложных, А. Б. Островскому.

ИНФРАКРАСНЫЕ ТЕМНЫЕ ОБЛАКА

Самые ранние стадии образования массивных звезд привлекают в настоящее время повышенное внимание. Это объясняется важной ролью таких звезд в астрофизике и тем, что механизмы их образования пока не вполне понятны. Среди различных категорий массивных протозвездных и дозвездных объектов наибольший интерес в последние годы вызывают так называемые инфракрасные темные облака, наблюдаемые, как темные области на фоне диффузного ИК излучения Галактики. Это холодные массивные и плотные сгустки, основные характеристики которых согласуются с предположением о том, что они находятся на очень ранней стадии эволюции, хотя в некоторых частях этих облаков уже идет процесс звездообразования.

The earliest phases of high mass star formation attract an enhanced attention nowadays. This is explained by their importance for astrophysics and by the fact that mechanisms of their formation are still unclear. In recent years among various kinds of massive protostellar and prestellar objects, so-called infra-red dark clouds which are observed as dark silhouettes on the background of diffuse IR galactic emission, seem to be the most interesting ones. They are cold massive and dense clumps with the basic properties which are in agreement with the assumption of their very early stage of evolution although in some parts of these clouds the star formation process is already going on.

Введение

Одной из актуальных проблем астрофизики остается вопрос о том, как образуются массивные звезды, то есть звезды с массами $\gtrsim 10 M_{\odot}$ (хотя и процесс образования звезд меньшей массы вызывает немало вопросов). Теория сталкивается с рядом трудностей при попытке понять механизмы формирования таких звезд. В частности, давление излучения массивной (прото)звезды уже на ранних этапах настолько велико, что способно остановить дальнейшую аккрецию вещества, по крайней мере в случае сферической симметрии. Предлагаются различные способы преодоления этой проблемы,

в том числе и довольно экзотические (например, образование наиболее массивных звезд за счет слияния звезд меньшей массы [1]).

Ясно, что ответ на данный вопрос требует наблюдений самых ранних стадий образования массивных звезд. Возникает задача поиска и исследования объектов, находящихся на соответствующих этапах эволюции.

Поиск массивных протозвездных объектов

Для идентификации ранних стадий образования массивных звезд можно использовать разные критерии. Вскоре после появления данных ИК обзора IRAS в работе [2] был предложен метод отождествления массивных звезд, вкрапленных в молекулярные облака (т. е. находящихся на сравнительно раннем этапе эволюции) по спектру излучения в дальнем ИК диапазоне (на основе так называемых «двухцветных диаграмм»). Характерный спектр дают связанные с этими звездами ультракомпактные зоны НП.

Далее было показано, что более ранние стадии могут быть отмечены мазерным излучением некоторых молекул (H_2O , CH_3OH) [3, 4]. Был проведен целый ряд обзоров мазерных источников в линиях различных молекул, в том числе и нами [5, 6], что позволило определить основные характеристики молекулярных сгустков, связанных с этими мазерами.

Рядом авторов (например, [7, 8]) было предложено использовать примерно тот же критерий ИК «цветов», но с дополнительным условием отсутствия радиоизлучения в континууме на сравнительно низких частотах (которое обычно генерируется за счет тормозного излучения ионизованного газа). Таким образом можно надеяться идентифицировать объекты, находящиеся на стадии, предшествующей образованию ультракомпактной зоны НП.

Выборки объектов, удовлетворяющие данным критериям, активно изучались, но, очевидно, что во всех них процесс звездообразования уже идет. А хотелось бы найти для массивных звезд какой-то вариант дозвездного облака, где он еще не начался. Для звезд малой массы такими дозвездными объектами являются темные холодные облака, которые расположены относительно близко к нам (~ 100 пк) и наблюдаются в оптике, как темные провалы на фоне звезд. Примерно 10 лет назад были обнаружены инфракрасные тем-

ные облака, которые, вероятно, и являются теми объектами, где в дальнейшем будут формироваться или уже начинают формироваться звезды большой массы.

Инфракрасные темные облака

История

В большей части инфракрасного диапазона наблюдения с поверхности Земли практически невозможны. Инфракрасная астрономия стала активно развиваться лишь с появлением соответствующих космических средств. В середине 90-х гг. были получены изображения значительной части плоскости Галактики в среднем ИК диапазоне. На этих изображениях было обнаружено большое количество темных деталей [9, 10], которые, очевидно, создавались достаточно плотными холодными облаками, поглощающими фоновое излучение диска Галактики. Сразу же было высказано предположение о том, что они являются искомыми массивными дозвездными объектами, в которых могут формироваться звезды большой массы. В последние годы инфракрасные темные облака (IRDC — Infra-Red Dark Clouds) являются предметом детальных исследований в различных диапазонах длин волн, благодаря которым определены их основные физические характеристики и химический состав. Пример изображения такого облака на волне 24 мкм приведен на рис. 1.

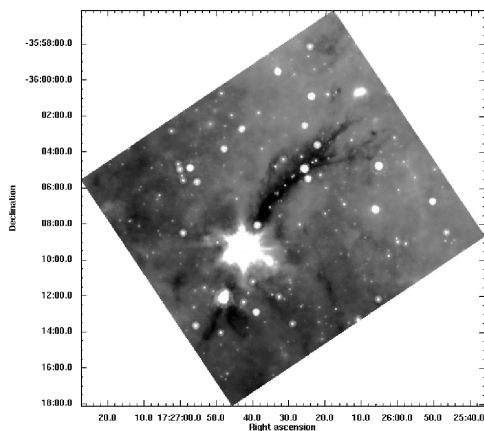


Рис. 1. Изображение области IRDC 351.78—0.54 на волне 24 мкм, полученное при помощи космического ИК телескопа Spitzer

Основные физико-химические характеристики

Основные физические характеристики облаков — это их размер, масса, плотность, температура, количество вещества на луче зрения, дисперсия скоростей. Они могут быть определены разными способами. Из упомянутых ИК наблюдений можно оценить величину поглощения в данном диапазоне, которая пересчитывается в число молекул на луче зрения. Эту величину можно определить и из наблюдений излучения пыли в континууме, хотя здесь придется делать предположения о температуре источника. Все перечисленные параметры можно оценить из наблюдений спектральных линий различных молекул (если, конечно, они там есть). Оценки размера и массы зависят от расстояния до объектов. В большинстве случаев по наблюдениям спектральных линий можно оценить кинематическое расстояние.

Первые молекулярные наблюдения инфракрасных темных облаков (в линиях формальдегида [11]) показали, что они находятся далеко от нас — на расстояниях от 1 до 8 кпк, а их размеры составляют от 0.4 до 15 пк. Анализ возбуждения формальдегида дал оценки плотности ($n > 10^5 \text{ см}^{-3}$) и температуры ($T < 20 \text{ K}$).

Дальнейшие исследования в континууме и в молекулярных линиях позволили уточнить значения физических параметров облаков. Найдено, в частности, что их массы составляют от сотен до тысяч солнечных масс, число молекул H_2 на луче зрения — от 2 до $10 \times 10^{23} \text{ см}^{-2}$ (например [12–14]).

Надежные оценки температуры (10–20 K) были получены по наблюдениям линий аммиака [15], который, как и ряд других молекул типа симметричного волчка, является хорошим индикатором температуры в плотных межзвездных облаках. Ширины линий, которые определяются дисперсией скоростей газа, составляют в IRDC от ~ 0.5 до $\sim 3 \text{ км/с}$ (например [16]). По этому параметру инфракрасные темные облака занимают промежуточное положение между холодными темными облаками малой массы и теплыми массивными облаками, уже содержащими молодые звезды большой светимости.

Большое внимание уделяется изучению химического состава инфракрасных темных облаков. Особенности этого состава могут указывать на их эволюционный статус, поскольку этот состав должен меняться со временем. Результаты этих исследований пока несколько противоречивы. В работе [17] на основании очень низких значений отношения концентраций $\text{CCS}/\text{N}_2\text{H}^+$ сделан вывод о том, что инфракрасные темные облака находятся на более поздней стадии химиче-

ской эволюции, чем дозвездные облака малой массы. В то же время в работе [18] из анализа данных о содержании $C^{18}O$, CS and N_2H^+ найдено, что химический возраст облаков мал и в некоторых случаях не превышает 100 лет. Исследования 15-и инфракрасных темных облаков в линиях 13-и различных молекул [16] показали, что по химическому составу они ближе к дозвездным облакам малой массы, чем к массивным протозвездным объектам (облакам, содержащим молодые массивные звезды).

Стоит отметить, что почти в половине исследованных в работе [19] инфракрасных темных облаков было зарегистрировано излучение SiO , что, скорее всего, свидетельствует об уже происходящем в них процессе звездообразования.

Звездообразование в инфракрасных темных облаках

На рис. 1 хорошо видно, что в представленном там инфракрасном темном облаке имеется яркий ИК источник, который был зарегистрирован еще в обзоре IRAS. Этот объект детально исследовался в различных диапазонах. Там обнаружены мазеры на молекулах H_2O , OH и метанола [4, 20, 21], ультракомпактная зона H II [20], а также так называемое «горячее ядро» с температурой ~ 150 К и размером $\sim 3''$ [22] (расстояние до этого объекта оценивается в 1 кпк). Кроме того, обнаружены биполярные молекулярные истечения с очень высокой скоростью [23] и вращающийся диск в центре [24]. Таким образом имеются все признаки присутствия молодой массивной звезды на весьма ранней стадии эволюции.

Кроме того, на рис. 1 можно видеть целый ряд других, более слабых ИК источников, расположенных вдоль этого облака. Скорее всего, они представляют собой ядра, где процесс звездообразования только начинается или, возможно, еще не начался. Нами на радиотелескопе АРЕХ получены карты этого облака в континууме на волне 870 мкм и в различных молекулярных линиях (рис. 2).

На этих картах хорошо выделяются несколько сгустков, которые ассоциируются с источниками излучения на волне 8 мкм. Вероятно, в этих сгустках процесс звездообразования продвинулся уже достаточно далеко. Их массы составляют несколько десятков солнечных масс. В то же время, имеется ряд компактных источников на волне 24 мкм, которые практически не видны ни на волне 8 мкм, ни в молекулярных линиях. Это могут быть дозвездные массивные ядра, дальнейшее исследование которых должно быть очень интересным.

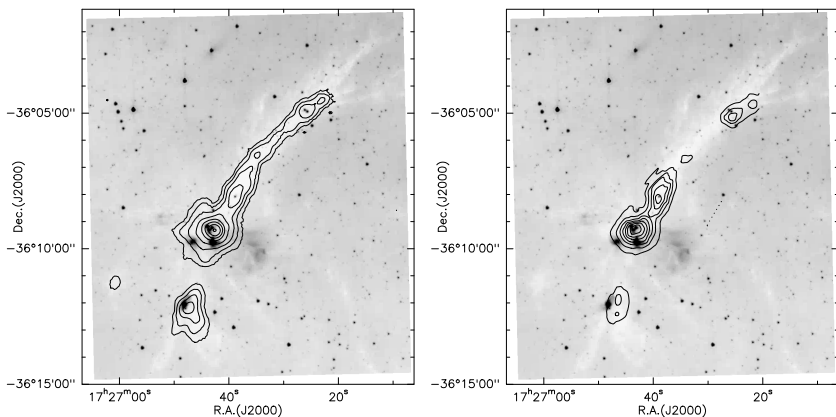


Рис. 2. Слева — карта области G351.78–0.54 в континууме на волне 870 мкм, полученная при помощи матричного приемника LABOCA на радиотелескопе APEX (контуры, логарифмическая шкала), наложенная на изображение на волне 8 мкм, полученное космическим ИК телескопом Spitzer. Справа — карта в линии $\text{N}_2\text{H}^+(3-2)$, полученная на радиотелескопе APEX (контуры, линейная шкала) наложенная на то же изображение с ИК телескопа Spitzer

Данный объект — это лишь один пример того, что в инфракрасных темных облаках действительно происходит процесс звездообразования, причем наблюдаются разные стадии этого процесса. Таких примеров достаточно много. Есть наблюдения и признаков коллапса в IRDC [25]. Но какая часть этих облаков действительно образует массивные звезды? В работе [26] показано, что доля таких облаков, видимо, невелика ($\sim 20\%$), хотя именно в них содержится основная часть массы инфракрасных темных облаков.

Заключение

Обнаруженные около 15-и лет назад темные инфракрасные облака представляют собой холодные (10–20 K) плотные ($n > 10^5 \text{ см}^{-3}$) и массивные (до тысяч M_\odot) образования, находящиеся на расстояниях в несколько килопарсек от нас. По всем признакам именно в них начинается процесс образования звезд большой массы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и ОФН РАН.

Список литературы

1. *Bonnell I. A., Bate M. R., Zinnecker H.* On the formation of massive stars // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1998. — Vol. 298. — P. 93–102. arXiv:astro-ph/9802332.
2. *Wood D. O. S., Churchwell E.* Massive stars embedded in molecular clouds — Their population and distribution in the galaxy // *Astrophys. J.* — 1989. — Vol. 340. — P. 265–272.
3. *Plume R., Jaffe D. T., Evans N. J., II et al.* Dense Gas and Star Formation: Characteristics of Cloud Cores Associated with Water Masers // *Astrophys. J.* — 1997. — Vol. 476. — P. 730–+. arXiv:astro-ph/9609061.
4. *Walsh A. J., Hyland A. R., Robinson G., Burton M. G.* Studies of ultracompact HII regions — I. Methanol maser survey of IRAS-selected sources // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1997. — Vol. 291. — P. 261–278.
5. *Zinchenko I., Mattila K., Toriseva M.* Studies of dense molecular cores in regions of massive star formation. II. CS $J = 2-1$ survey of southern H_2O masers in the longitude range $l=260-310^\circ$ // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* — 1995. — Vol. 111. — P. 95–+.
6. *Zinchenko I., Pirogov L., Toriseva M.* Studies of dense molecular cores in regions of massive star formation. VII. Core properties on the galactic scale // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* — 1998. — Vol. 133. — P. 337–352.
7. *Molinari S., Brand J., Cesaroni R., Palla F.* A search for precursors of ultracompact HII regions in a sample of luminous IRAS sources. I. Association with ammonia cores // *Astron. Astrophys.* — 1996. — Vol. 308. — P. 573–587.
8. *Sridharan T. K., Beuther H., Schilke P. et al.* High-Mass Protostellar Candidates. I. The Sample and Initial Results // *Astrophys. J.* — 2002. — Vol. 566. — P. 931–944. arXiv:astro-ph/0110363.
9. *Perault M., Omont A., Simon G. et al.* First ISOCAM images of the Milky Way // *Astron. Astrophys.* — 1996. — Vol. 315. — P. L165–L168.
10. *Egan M. P., Shipman R. F., Price S. D. et al.* A Population of Cold Cores in the Galactic Plane // *Astrophys. J., Lett.* — 1998. — Vol. 494. — P. L199+.

11. *Carey S. J., Clark F. O., Egan M. P. et al.* The Physical Properties of the Midcourse Space Experiment Galactic Infrared-dark Clouds // *Astrophys. J.* — 1998. — Vol. 508. — P. 721–728.
12. *Rathborne J. M., Jackson J. M., Simon R.* Infrared Dark Clouds: Precursors to Star Clusters // *Astrophys. J.* — 2006. — Vol. 641. — P. 389–405. arXiv:astro-ph/0602246.
13. *Vasyunina T., Linz H., Henning T. et al.* Physical properties of Southern infrared dark clouds // *Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 499. — P. 149–161. 0902.1772.
14. *Ragan S. E., Bergin E. A., Gutermuth R. A.* Detection of Structure in Infrared-Dark Clouds with Spitzer: Characterizing Star Formation in the Molecular Ring // *Astrophys. J.* — 2009. — Vol. 698. — P. 324–349. 0903.2771.
15. *Pillai T., Wyrowski F., Carey S. J., Menten K. M.* Ammonia in infrared dark clouds // *Astron. Astrophys.* — 2006. — Vol. 450. — P. 569–583. arXiv:astro-ph/0601078.
16. *Vasyunina T., Linz H., Henning T. et al.* Chemistry in Infrared Dark Clouds // *ArXiv e-prints.* — 2010. 1012.0961.
17. *Sakai T., Sakai N., Kamegai K. et al.* A Molecular Line Observation toward Massive Clumps Associated with Infrared Dark Clouds // *Astrophys. J.* — 2008. — Vol. 678. — P. 1049–1069. 0802.3030.
18. *Gibson D., Plume R., Bergin E. et al.* Molecular Line Observations of Infrared Dark Clouds. II. Physical Conditions // *Astrophys. J.* — 2009. — Vol. 705. — P. 123–134. 0908.2643.
19. *Beuther H., Sridharan T. K.* Outflow and Dense Gas Emission from Massive Infrared Dark Clouds // *Astrophys. J.* — 2007. — Vol. 668. — P. 348–358. 0706.3583.
20. *Walsh A. J., Burton M. G., Hyland A. R., Robinson G.* Studies of ultracompact HII regions — II. High-resolution radio continuum and methanol maser survey // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1998. — Vol. 301. — P. 640–698.
21. *MacLeod G. C., van der Walt D. J., North A. et al.* 6.7 GHz Methanol Masers Associated with IRAS-Selected Sources // *Astron. J.* — 1998. — Vol. 116. — P. 2936–2942.
22. *Leurini S., Hieret C., Thorwirth S. et al.* High-mass star formation in the IRAS 17233-3606 region: a new nearby and bright hot core in the southern sky // *Astron. Astrophys.* — 2008. — Vol. 485. — P. 167–175. 0804.4495.

23. *Leurini S., Codella C., Zapata L. A. et al.* Extremely high velocity gas from the massive young stellar objects in IRAS 17233-3606 // *Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 507. — P. 1443–1454. 0909.0525.
24. *Beuther H., Walsh A. J., Longmore S. N.* Hot High-Mass Accretion Disk Candidates // *Astrophys. J., Suppl. Ser.* — 2009. — Vol. 184. — P. 366–386. 0909.0691.
25. *Пирогов Л. Е.* Коллапсирующее ядро в темном инфракрасном облаке G79.34+0.33 // Всероссийская астрономическая конференция (БАК-2010) «От эпохи Галилея до наших дней». — CAO РАН, 2010.
26. *Kauffmann J., Pillai T.* How Many Infrared Dark Clouds Can form Massive Stars and Clusters? // *Astrophys. J., Lett.* — 2010. — Vol. 723. — P. L7–L12. 1009.1617.

ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ — ИСТОЧНИК ДАННЫХ И ПОМЕХ В ЗВЕЗДНОЙ АСТРОНОМИИ

Начальная функция масс (т. е., распределение по массам образующихся звезд) играет фундаментальную роль во многих областях астрономии и астрофизики. Она может быть восстановлена из наблюдаемой функции светимости с помощью переходного соотношения масса—светимость. Информация о динамических звездных массах поставляется при этом компонентами двойных систем определенных типов. С другой стороны, начальная функция масс обычно не корректируется за то обстоятельство, что многие звезды (если не большинство) являются неразрешенными двойными системами. Функция светимости имеет дело с точечными объектами, рассматривая их как одиночные звезды, хотя часть из них может быть неразрешенными двойными (кратными). В данной работе рассматривается важная задача звездной астрономии — определение истории звездообразования — и роль, которую играют в этом процессе двойные звезды.

The initial mass function, i. e. the mass distribution with which individual stars are born, is of fundamental interest in many fields of astronomy and astrophysics. This distribution can be restored from observational luminosity function with a help of the mass-luminosity relation. The dynamic stellar masses to construct such a calibrating relation are provided by binaries of certain types. On the other hand, the initial mass function is normally not corrected for the effect that many if not most stars occur in unresolved binary systems. What is usually observed is the luminosity function in which a point-like stellar object is taken to be a single star, although it may in fact be multiple. Advantages and disadvantages of binary stars which are important for this fundamental task of the stellar astronomy (star formation history determination), are discussed in this paper.

Введение

Фундаментальной проблемой звездообразования и звездной эволюции является вопрос о массах образующихся звезд. Поскольку

эволюция звезды определяется, в основном, ее начальной массой, то распределение по массам звезд, образующихся в данном месте и в данное время (начальная функция масс, НФМ), является ключевым вопросом для понимания строения и эволюции звездных систем. Именно НФМ, вместе со скоростью звездообразования, определяет историю звездообразования, которая описывает процесс рождения звезд и определяет эволюцию диаграммы ГР и интегральных величин звездной системы. Таким образом, получение НФМ — одна из основных задач звездной астрономии.

При получении НФМ звезд поля практически невозможно производить прямые подсчеты звезд в некотором интервале масс, так как массы более или менее надежно известны только для компонентов некоторых типов двойных. Вместо этого получают распределение звезд по какому-либо другому, более легко наблюдаемому параметру (как правило — светимости), а после учета эффектов селекции преобразуют это наблюдаемое распределение в так называемое современное. С помощью такой функции светимости (ФС), с помощью соотношения масса—светимость (СМС), можно получить современную функцию масс, из которой, после учета эффектов эволюции, получают НФМ.

В этом процессе получения НФМ необходимо учитывать влияние двойных звезд — объектов весьма многочисленных, являющихся источником помех при получении наблюдаемых распределений и соотношений, но, одновременно, являющихся единственным поставщиком данных о важнейших звездных характеристиках.

Во втором разделе статьи показано влияние фотометрически неразрешенных двойных систем на наблюдаемую функцию светимости. Третий раздел посвящен проблемам получения соотношения масса—светимость по данным о двойных звездах различных типов, в четвертом разделе обсуждаются искажения, вносимые двойными звездами в процесс определения начальной функции масс. В Заключение суммированы основные выводы.

Функция светимости

Наши знания о начальном распределении звезд по массам формируются преимущественно на основании изучения ограниченных по объему звездных ансамблей в солнечной окрестности. С помощью различных астрометрических, фотометрических и спектрометрических методов можно получить распределение звезд главной после-

довательности по абсолютным звездным величинам, или функцию светимости (ФС). Таким образом, ФС является важнейшим инструментом для получения начальной функции масс.

Различают локальную и фотометрическую функции светимости. Локальная ФС определяется по данным о звездах на расстояниях 5—20 пк от Солнца на основании их параллаксов. Другой метод, в результате которого получается фотометрическая ФС, основан на глубоких звездных подсчетах в обзорах; типичные расстояния до звезд, содержащихся в фотометрических ФС, порядка 100—200 пк.

Для дальнейшего преобразования ФС в начальную функцию масс необходимо статистически оценить долю звезд главной последовательности в данном ансамбле. Это оказывается непростой задачей даже для локальной ФС.

В зависимости от разницы блеска компонентов и углового расстояния между ними данная двойная система может наблюдаться с Земли как одиночная звезда. При большой разнице блеска спутник «тонет» в лучах главного компонента, и мы имеем дело с интегральными характеристиками системы, приписывая их одиночной звезде. То же происходит при малом угловом расстоянии между компонентами. Необходимо также заметить, что если угловое расстояние очень велико, то мы можем наблюдать каждый компонент по отдельности, не подозревая об их физической связи; это не изменит параметров отдельных звезд, но исказит статистику двойных. Формула вероятности разрешения системы на компоненты зависит (кроме разницы блеска и углового расстояния) от инструмента и имеет зачастую достаточно сложный вид.

Итак, невозможность фотометрически разрешить ту или иную систему на компоненты приводит к неадекватности восприятия свойств системы, потере части информации и искажению статистики кратных и одиночных звезд. Примером может служить функция светимости и связанная с ней начальная функция масс. Механизм действия эффекта неразрешенных двойных на функцию светимости следующий. Интегральный блеск системы приписывается одиночной звезде, масса которой, оцененная из соотношения масса—светимость, оказывается меньше, чем суммарная масса компонентов реальной системы, а более слабый компонент исключается из статистики. Искривляется функция светимости и, как следствие, начальная функция масс.

Представляет интерес численная оценка степени влияния неразрешенных двойных на наблюдаемую функцию светимости на всем диапазоне звездных величин в различных предположениях о свойствах ансамбля неразрешенных двойных. Современные сведения о характеристиках двойных систем (частота встречаемости, распределение по отношению масс компонентов) достаточно ограничены, и тем более нет достоверных сведений о свойствах неразрешенных двойных. Очевидно, впрочем, что в силу высокой степени двойственности звезд влияние неразрешенных двойных на функцию светимости звезд должно быть достаточно велико.

Можно показать, что отличие функции светимости компонентов (в предположении, что все двойные удастся разрешить) от наблюдаемой ФС зависит от предположения о распределении двойных по отношению масс компонентов. Уменьшение количества систем с приблизительно равными по массе компонентами приводит к уменьшению максимального значения ФС, смещению этого максимума в яркую сторону и изменению наклона (уплощению) ФС для самых слабых звезд. При этом необходимо заметить, что не только фотометрическая ФС, но и локальная ФС подвержена влиянию эффекта неразрешенных двойных.

Кроме того, можно показать, что фотометрически неразрешенные двойные являются резервуаром скрытой массы (по крайней мере, в солнечной окрестности), поскольку масса, оцененная по интегральному блеску системы, всегда меньше, чем сумма масс компонентов. Превышение реальной массы над фиктивной зависит от предположений об ансамбле неразрешенных двойных и может достигать 70 %.

Соотношение масса—светимость

Как упоминалось во Введении, для определения начальной функции масс из функции светимости необходимо знать соотношение масса—светимость. Независимое определение звездных масс и светимостей возможно (кроме Солнца) только для компонентов некоторых типов двойных систем. СМС конструируются по данным о визуальных двойных с известными параллаксами (для маломассивных звезд) и о спектроскопических двойных с затмениями (для звезд с массой, превышающей солнечную). Таких звезд с приемлемым качеством данных известно всего около двух сотен. Помимо этих двух

типов двойных для построения СМС могут использоваться еще более малочисленные разрешенные спектроскопические двойные и двойные — члены систем более высокой кратности.

Массы компонентов визуальных двойных определяются, как правило, с точностью около десяти процентов, сравнительно невысокой, чтобы делать определенные выводы о поведении СМС и, следовательно, НФМ в этом диапазоне. При этом значительная ширина СМС может объясняться рядом причин, в том числе — и скрытой двойственностью части компонентов. Так можно объяснить заниженную (для данной массы) светимость звезды и, кроме того, предсказать параметры компонентов такой неразрешенной двойной в предположении, что они удовлетворяют СМС.

При построении СМС более массивных звезд данные о компонентах визуальных двойных объединяются с данными о (преимущественно более массивных) компонентах затменных спектроскопических двойных. При этом делается естественное предположение о схожести эволюции и физических характеристик этих двух типов систем.

Однако, это не совсем так. Сравнение, в частности, показывает, что радиусы одиночных В-звезд в среднем на 20 % превышают радиусы компонентов двойных того же спектрального типа. Причина следующая: относительно небольшое увеличение радиуса (в процессе эволюции) В-компонента тесной двойной быстро приводит к заполнению полости Роша и приостанавливает дальнейший рост, а также исключает звезду из статистики разделенных систем. Системы же достаточно широкие, чтобы сохранить разделенный статус, имеют меньшую вероятность открытия.

При сравнении радиусов А-Г-звезд наблюдается обратная картина: изолированные звезды ГП имеют меньшие радиусы, чем компоненты затменных двойных. Этому предложено следующее объяснение: звезды ранних спектральных классов имеют высокую скорость осевого вращения, при этом компоненты тесных двойных синхронизованы (т. е. вращаются медленнее, чем такие же, но одиночные звезды). А скорость вращения влияет на эволюцию и наблюдаемые параметры звезды. Игрет роль также и эффект селекции, а именно преимущественная ориентация компонентов двойных: затменные системы мы наблюдаем, по определению, строго или почти «с ребра». Если форма звезды искажена приливным взаимодействием, то это будет приводить к хроническому завышению радиуса.

Таким образом, строго говоря, данные о затменных двойных не могут быть использованы для получения НФМ одиночных звезд, и, следовательно, требуется ревизия НФМ даже в диапазоне умеренных масс.

Начальная функция масс

При построении НФМ необходимо учитывать тот факт, что многие звезды (если не большинство) являются членами двойных систем. Наблюдаемые ФС или диаграмма ГР содержат объекты, считающиеся обычно одиночными звездами, хотя на самом деле это могут быть компоненты двойных или кратных систем.

Представляет интерес исследование степени серьезности последствий игнорирования двойной природы части объектов при построении начальной функции масс. Для этого, в качестве одного из возможных сценариев образования двойных, принимается случайное попарное объединение звезд, массы которых распределены в согласии с некоторой «фундаментальной» начальной функцией масс. В эксперименте варьируются наклон фундаментальной НФМ и нижний предел масс образующихся звезд (в силу степенного характера НФМ от вариаций верхнего предела результаты зависят слабо). Принимая двойственность ансамбля равной 100 %, можно оценить различия между НФМ главных компонентов, НФМ вторичных компонентов (если мы можем их разрешить), НФМ систем и фундаментальной НФМ.

Найдено, в частности, что распределения по массам главных и вторичных компонентов двойных, образованных независимым выбором двух звезд из исходной степенной НФМ с постоянным наклоном, сильно отличаются от этой исходной НФМ. Более крутая форма распределения вторичных компонентов объясняется почти полным отсутствием среди них массивных звезд, так как все массивные звезды стали главными в своих парах. Аналогично, изменение наклона при малых массах распределения главных компонентов — следствие отсутствия маломассивных главных компонентов.

Моделируя процесс звездообразования и последующей эволюции ансамбля двойных систем удастся показать, что при разумных предположениях о пространственном распределении и распределении систем по орбитальным параметрам, а также при стандартном учете эффектов селекции результирующая НФМ (представляющая собой

смесь функция масс компонентов и систем) отличается от исходной, фундаментальной НФМ. При этом степенная исходная НФМ «деформируется» в логнормальную результирующую НФМ.

Заключение

Исследование строения Галактики и определение характеристик звездного населения различных ее составляющих — основная задача звездной астрономии, которая изучает распределения звезд, расположенных в различных областях Галактики и обладающих теми или иными характеристиками. Функции распределения, получаемые таким путем, вместе со статистическими зависимостями между параметрами звезд играют важную роль в исследовании, в частности, истории звездообразования. Существенное значение в этом процессе имеют двойные звезды, являющимися весьма распространенным представителем звездного населения, демонстрирующие отличные от характерных для одиночных звезд эволюцию и наблюдаемые параметры, а также являющиеся незаменимым источником сведений о ряде звездных характеристик.

В частности:

- эффект фотометрически неразрешенных двойных приводит к искажению формы функции светимости слабых звезд;
- массы звезд независимо определяют только для компонентов двойных: визуальных с известными параллаксами и затменных спектроскопических;
- отклонение части маломассивных звезд от соотношения масса—светимость объясняется их скрытой двойственностью, при этом могут быть оценены параметры компонентов;
- отличие эволюции тесных двойных от эволюции изолированных звезд не позволяет использовать соотношение масса—светимость для умеренных масс для исследования одиночных звезд;
- фундаментальная начальная функция масс отличается от функций масс главных и вторичных компонентов;
- неразрешенные двойные являются возможным резервуаром скрытой массы, в котором может содержаться дополнительно до 70 % от наблюдаемой массы.

В. В. Орлов¹, Г. Д. Мулькаманов²

¹Санкт-Петербургский государственный университет

²Казанский (Приволжский) федеральный университет

ДИНАМИКА КОМЕТНЫХ ОБЛАКОВ

Представлен обзор работ по динамике околозвездных облаков комет. Обсуждаются основные подходы к решению этой проблемы с использованием теории возмущений и численного моделирования. Выделены основные эффекты, влияющие на динамику облаков: сближения с объектами поля (звездами и газовыми облаками), галактические приливы, взаимодействие с планетами.

A review of papers concerning dynamics of circumstellar cometary clouds is presented. We discuss basic approaches to solution of this problem using by the perturbation theory and numerical simulations. We reveal basic effects influencing on cloud dynamics: encounters with field objects (stars and gaseous clouds), galactic tides, interaction with planets.

Введение

Проблема существования кометных облаков вокруг звезд возникла в 50-е гг. XX в., когда нидерландский астроном Оорт предположил, что у Солнца может существовать облако комет с характерным размером $\sim 10^5$ а. е. [1]. Этот гипотетический резервуар комет получил название «облако Оорта». Его размеры — от 10^4 до 10^5 а. е. На кометы, населяющие облако Оорта, должны существенно влиять сближения со звездами Галактического поля и газовыми облаками, а также регулярное поле Галактики.

Эти внешние возмущения могут сильно изменять угловые моменты орбит комет и приводить кометы из внешней части облака Оорта внутрь планетной системы. Так могут возникать так называемые «кометные ливни» — выпадения кометных ядер на поверхности больших планет Солнечной системы. Эти ливни могли в прошлом приводить к сильным катаклизмам в истории Земли — например, к массовым вымираниям организмов.

В нашем обзоре будут рассмотрены три основных фактора, влияющих на динамику облака Оорта:

- приливное воздействие регулярного поля Галактики;
- близкие прохождения звезд поля;
- сближения Солнечной системы с гигантскими молекулярными облаками.

Вначале мы рассмотрим используемые методы исследования этих эффектов, а затем изложим основные результаты. Для более детального изучения динамики кометных облаков можно рекомендовать обзоры [2] и [3].

В силу невозможности непосредственного наблюдения объектов облака Оорта с помощью современных технических средств, представления о его структуре и динамике базируются на модельных расчетах и данных о долгопериодических кометах, залетающих из облака Оорта в область наблюдений.

Пока еще не создано универсальной модели, которая бы охватывала все процессы, протекающие в облаке. Авторы, работающие в данной области, как правило, рассматривают один или несколько факторов, влияющих на динамическую эволюцию ансамбля комет. Затем полученные результаты суммируются и делаются определенные выводы о морфологических и динамических особенностях системы. Независимый учет разных процессов лишь первый шаг в понимании физики кометных облаков, который позволяет делать важные выводы. Финальная модель потребует от исследователей комплексного подхода к изучаемым явлениям. В настоящее время построение такой модели сопряжено с рядом трудностей методического характера и дефицитом наблюдательных данных. Тем не менее, систематические исследования в данном направлении уже сформировали довольно подробную схему строения и эволюции кометных облаков. Некоторые элементы этой схемы нашли отражение в нашем обзоре.

Общие характеристики кометных облаков

Согласно современным представлениям, внешнюю часть Солнечной системы (начиная примерно с 40 а. е. от Солнца) можно условно разделить на три основные зоны (размеры зон разные авторы по-разному оценивают границы этих зон): рассеянный диск, внутреннее облако Оорта и внешнее облако Оорта. Известный пояс Койпера—Эджворта, возможно, представляет собой внутреннюю часть рассеянного диска. Объекты этой области часто обладают как астероидными, так и кометными свойствами. В рассеянном диске плоскости

орбит населяющих его тел концентрируются вблизи плоскости Лапласа Солнечной системы. По мере удаления от Солнца рассеянный диск уширяется.

Зона внутреннего облака Оорта, по-видимому, наиболее стабильная часть системы, так как воздействие внешних сил (поле Галактики, проходящие звезды, ГМО) в большинстве случаев не ведет к значительным изменениям в динамике кометного населения данной области. Влияние планет здесь тоже невелико. Распределение кометных орбит в пространстве здесь, вероятно, близко к изотропному. Внешнее облако, по-видимому, менее устойчиво к внешним воздействиям.

Важно понимать, что разделение облака Оорта на зоны полезно для упрощения расчетов и лучшего понимания физики явлений. Однако, окончательным результатом исследований должно быть построение общей картины динамической эволюции Солнечной системы.

О структуре и кинематике облака Оорта мы можем судить только по кометам, которые попадают из внешней части облака внутрь планетной системы и становятся наблюдаемыми. Поэтому параметры внешнего облака Оорта оцениваются очень ненадежно. Даже оценка полного числа комет в облаке весьма не уверенна. Часто облако Оорта за пределами рассеянного диска разделяют на две части: внутреннее облако (большие полуоси комет $10^3 < a < 10^4$ а. е.) и внешнее облако ($10^4 < a < 10^5$ а. е.) (см., например, [4]). В той же работе [4] получена оценка общего числа комет в облаке Оорта $\sim 5 \times 10^{11}$ с абсолютными величинами $H_{10} < 10.9$. Они делятся примерно поровну между внутренним и внешним облаками.

Часто предполагается, что облако Оорта имеет сферическую форму, и распределение скоростей комет в облаке изотропно. Представляют интерес распределения больших полуосей орбит комет, их эксцентриситетов и наклонов орбит к галактической плоскости и плоскости эклиптики. К сожалению, наблюдательные данные по этим распределениям весьма скудны, поэтому приходится делать различные предположения об этих распределениях.

В частности, для распределения больших полуосей a часто используется степенной закон $\propto a^{-\alpha}$. Например, в работе [5] взят показатель степени $\alpha = 1.5$ (часто рассматривается случай $\alpha = 1$). Для распределения эксцентриситетов e кометных орбит в той же работе [5] принят закон $\propto e$. Распределения угловых элементов орбит (наклон i , аргумент перигелия ω и долгота восходящего узла Ω)

задаются так, чтобы все ориентации плоскостей орбит были равновероятны: распределение наклона $\propto \cos i$, углы ω и Ω распределены равномерно случайно в интервале $[0, 2\pi]$.

Факторы, определяющие динамику облаков

Можно выделить три основных фактора, определяющие динамику кометных облаков («резервуаров»), окружающих звезды:

- приливное воздействие регулярного поля Галактики;
- сближения с объектами поля;
- сближения с другими объектами звездной системы (в первую очередь, с планетами, звездами и субзвездами — членами системы).

Существенную роль могут играть также физические процессы (сублимация кометных ядер, выпадение комет на звезды и планеты, разрушение ядер и формирование их, например за счет вулканической активности планет и их спутников).

Методы изучения динамики облаков

Для изучения динамики кометных облаков под действием упомянутых выше эффектов можно использовать как аналитические оценки, так и численные эксперименты. Можно рассматривать каждый эффект отдельно, однако для получения реалистичных результатов целесообразно рассмотреть совокупность эффектов.

Для учета сближений звезды с кометным облаком с массивными объектами поля можно использовать импульсное приближение. Подробно этот метод описан в статье [6]. Суть метода состоит в представлении взаимодействия кометы из кометного облака и объекта поля как однократного акта. При этом делаются следующие допущения: объект поля движется мимо звезды с кометным облаком по прямолинейной траектории, а кометы находятся вблизи апоцентров своих орбит. Находятся поправки векторов скоростей для комет в системе координат, связанной с родительской звездой:

$$\Delta \mathbf{v} = \frac{2GM_{\star}}{V_{\star}} \left(\frac{\mathbf{b}_c}{b_c^2} - \frac{\mathbf{b}_{\star}}{b_{\star}^2} \right),$$

где V_* и M_* — скорость и масса проходящей звезды, b_c — наименьшее расстояние между проходящим объектом и кометой, b_* — наименьшее расстояние между проходящим объектом и родительской звездой (прицельный параметр), \mathbf{b}_c и \mathbf{b}_* — радиусы-векторы, направленные от кометы и своей звезды и к объекту поля. Вычислив приращение скорости кометы, мы можем найти новые элементы орбиты кометы после прохождения.

В работе [6] рассмотрены также различные модификации метода импульсных приближений:

- движение объекта поля по гиперболической орбите, а не по прямой;
- изменение вектора скорости кометы происходит не мгновенно, а пошагово (в промежутке комета движется по оскулирующей кеплеровской орбите);
- изменение вектора скорости кометы происходит не в апоцентре орбиты, а в точках вдоль орбиты.

Авторы [6] оценивают эффективность различных модификаций метода импульсных приближений, а также сравнивают их с прямым численным интегрированием уравнений движения ограниченной задачи трех тел (звезда—объект поля—комета). Они показывают, что импульсное приближение обычно примерно на два порядка быстрее, чем численное интегрирование.

Статистическое сравнение результатов для разных модификаций импульсного приближения и прямого численного интегрирования показало, что в любом случае имеет смысл рассматривать взаимодействие только в пределах $\pm 1 \times 10^6$ а. е. от точки максимального сближения объекта поля с родительской звездой (надо иметь в виду, что речь идет о звездах типа Солнца). Не обнаружено сильных систематических расхождений между результатами, полученными разными методами. Однако при моделировании динамики внутренней части кометного облака авторы [6] рекомендуют модификацию импульсного приближения с пошаговым изменением вектора скорости кометы.

На протяжении длительного времени (в случае Солнечной системы — около 4.5 млрд лет) существенную роль должен играть кумулятивный эффект сближений с объектами поля. Следовательно, представляет интерес проследить эволюцию кометного облака на длительном интервале времени и учесть большое число сближений.

Такое исследование было проведено в работе [2]. Ее авторы рассмотрели около 200 000 сближений Солнечной системы со звездами поля разных спектральных типов, причем распределение звезд поля по массам примерно соответствовало функции масс звезд окрестности Солнца. Было исследовано влияние прохождений как на орбиты отдельных комет, так и на характеристики облака Оорта в целом, в частности на частоту и интенсивность кометных ливней.

Еще один подход к изучению воздействия сближений с звездами поля на динамику кометных облаков — аналитические оценки с использованием теории возмущений и теории случайных процессов.

Так, например, в работе [7] рассмотрено влияние далеких прохождений на элементы близких к радиальным орбит комет в кометном облаке. Авторы [7] записывают выражение для приливного ускорения, создаваемое проходящей звездой, а затем переходят к изменению вектора \mathbf{J} углового момента кометы в течение прохождения. Каждое сближение вносит свое изменение в вектор углового момента. Авторы рассматривают эти возмущения как случайный процесс и находят распределение $f(\mathbf{J}, t)$ как функцию времени. Задавая некоторые свойства ансамбля звезд поля (распределения масс и скоростей), авторы получают аналог уравнения Больцмана для распределения $f(\mathbf{J}, t)$. Существуют два предельных случая:

1) импульсный режим

$$b/v_p \ll T_{orb};$$

2) сильно неимпульсный режим

$$b/v_p \gg T_{orb}.$$

Здесь b — прицельный параметр сближения; v_p — скорость сближения; T_{orb} — орбитальный период кометы.

В обоих случаях уравнение имеет аналитическое решение

$$f(J, t) = \frac{1}{2\pi J_c^2(t)} (1 + (J/J_c(t))^2)^{-3/2}.$$

Здесь $J_c(t)$ — характерный масштаб углового момента, который меняется со временем. Распределение угловых моментов комет соответствует так называемым полетам Леви (см., например, [8]). Полеты Леви характеризуются сочетанием многих небольших случайных изменений углового момента с редкими сильными изменениями этой величины. Многие природные процессы хорошо описываются полетами Леви (например, морские хищники охотятся по этим законам).

Другой существенный фактор, влияющий на динамику кометных облаков — регулярное гравитационное поле Галактики. Чтобы упростить уравнения движения комет, обычно используются следующие предположения:

- потенциал Галактики не меняется со временем (стационарная модель);
- Галактика является осесимметричной системой (пренебрегается эффектами центрального бара и спиральной структуры);
- звезда с кометным облаком (как правило, это Солнце) движется в поле Галактики по круговой орбите с постоянной скоростью, причем плоскость орбиты совпадает с плоскостью симметрии Галактики.

Вычисления удобно проводить во вращающейся системе координат (x, y, z) , связанной со звездой. Для потенциала Галактики часто используется разложение в ряд Тейлора (см., например, [9] и обзор [2]). Если пренебречь членами разложения 2-го и более высоких порядков по x, y, z , то коэффициенты разложения возмущающей силы выражаются через постоянные Оорта и плотность массы в окрестности Солнца.

При рассмотрении этой задачи удобно использовать гамильтонов формализм (см. [2]). Гамильтониан задачи можно представить в виде суммы $H = H_{Kep} + H_{tide}$. Первое слагаемое отвечает за воздействие центральной звезды (Солнца), а второе отражает приливное воздействие регулярного поля Галактики. Отношение этих слагаемых для типичной кометы из облака Оорта составляет, согласно [2], $H_{tide}/H_{Kep} \sim 10^{-3}(a/20\,000)^3$, где большая полуось a орбиты кометы выражена в астрономических единицах.

Удобно рассматривать гамильтоновы уравнения для элементов Делоне или их модификаций и провести осреднение гамильтониана по средней аномалии. Далее рассматривается поведение со временем осредненных элементов. Для этого можно численно интегрировать уравнения для осредненных элементов. Подробно этот подход описан в работе [10]. В этой статье также выписаны осредненные уравнения для двух канонических систем элементов.

В работе [2] рассмотрен интегрируемый случай для осредненного гамильтониана в элементах Делоне, когда можно пренебречь радиальной составляющей приливного ускорения. В этом случае существуют три интеграла движения и задача становится полностью интегрируемой. Показано, что перицентрическое расстояние каждой

кометной орбиты совершает либрации. В [2] приведено выражение для периода либраций в зависимости от параметров приливного поля и элементов Делоне. Нижняя граница периода либраций обратно пропорциональна орбитальному периоду кометы. Также можно вычислить аналитически минимальное перигелическое расстояние кометы в зависимости от начальных условий. Обычно радиальной составляющей приливной силы пренебречь нельзя. Тогда задача становится неинтегрируемой и приходится проводить численное интегрирование осредненных уравнений.

В работе [11] была рассмотрена более сложная реалистичная трехкомпонентная модель Галактики (диск, балдж и гало). Также Солнце в этой модели движется не по круговой орбите, а по орбите, которая вычисляется по параметрам солнечного движения, определяемым из наблюдений. В результате вертикальная и радиальная составляющие Галактической приливной силы меняются со временем в соответствии с текущим положением Солнца в Галактике. Процесс моделирования разбивается на два этапа: на первом этапе вычисляется положение Солнца в Галактике по результатам численного интегрирования уравнений его движения в регулярном поле; на втором этапе определяются изменения осредненных элементов орбит $\sim 10^6$ комет с учетом приливного воздействия поля Галактики. Авторы [11] интересуются доля комет, попавших внутрь Солнечной системы ($q < 30$ а. е.) в единицу времени, а также распределения элементов орбит этих «новых» комет. Полное время вычислений составило 1 млрд лет.

Результаты

При изложении результатов исследования длительной динамической эволюции кометных облаков мы будем в основном следовать обзору [2]. Здесь учитываются оба эффекта: сближения с объектами поля и Галактические приливы. Эволюция рассматривается в течение 5×10^9 лет. Вначале авторы [2] рассматривают эволюцию со временем элементов орбиты (большой полуоси и перигелического расстояния) отдельно взятой кометы. Перигелическое расстояние ведет себя как случайная функция. Его значения могут становиться очень маленькими — меньше 1 а. е. Такие кометы будут попадать внутрь планетной системы и в случае Солнечной системы будут доступны наблюдениям. Большая полуось орбиты в среднем возрастает со временем.

Далее авторы [2] рассматривают эволюцию фиктивного облака Оорта, состоящего из 10^6 комет. Для сравнения рассмотрена эволюция облака только под влиянием сближений со звездами и только под влиянием Галактического поля. Авторы [2] прежде всего интересуют заселенность кометами из облака Оорта зоны наблюдений (перигелийское расстояние $q < 5$ а. е.). На первом этапе эволюции (в течение примерно 1 млрд лет) доминирует приливное поле Галактики, в дальнейшем сильнее себя проявляют сближения со звездами поля. Время от времени наблюдается значительное повышение числа комет в области планетной системы — кометный ливень. Между ливнями наблюдаются эпохи относительного затишья в заселении кометами области наблюдений. Также общее число комет в облаке уменьшается со временем — за 5 млрд лет облако покинуло около 25 % всех комет.

Для комет, попадающих в область наблюдений, построены распределения обратных значений больших полуосей орбит и модулей синусов галактических широт перигелиев орбит для интервала времени вблизи окончания вычислений, когда не наблюдается сильных кометных ливней. На основе этих распределений авторы [2] выдвигают гипотезу о взаимодействии («*synergy*») двух механизмов доставки долгопериодических комет в область наблюдений — сближений со звездами поля и Галактических приливов. В результате кумулятивный эффект оказывается существенно выше (примерно на 70 %), чем сумма двух эффектов, действующих по отдельности.

В работе [5] авторы предлагают различные механизмы для объяснения взаимодействия двух эффектов во внутренней и внешней частях облака. Во внешней части облака сближения со звездами дают подпитку новыми кометами, пополняя те траектории, которые истощаются за счет приливов. Кроме того, траектории с уменьшением перигелийских расстояний за счет сближений со звездами превалируют над траекториями с увеличением этих расстояний. Для внутренней части облака авторы [5] предполагают, что Галактические приливы дают подпитку комет для будущих звездных сближений, приводящих к кометным ливням, медленно заполняя кометами область фазового пространства в окрестности конуса потерь в пространстве скоростей (в конус потерь попадают кометы с $q < 15$ а. е., которые под влиянием возмущений со стороны планет-гигантов, прежде всего Юпитера и Сатурна, захватываются планетной системой или выбрасываются в межзвездное пространство). В работе [5] делается вывод, что доставка комет из облака

Оорта в область наблюдений — это результат совместной работы Галактических приливов и сближений со звездами поля.

Распределение галактических широт перицентров орбит комет, доставленных из облака Оорта в область наблюдений имеет максимум при $|\sin b| \approx 0.5$, если учитывать только Галактические приливы, однако в комбинированной модели (приливы и сближения со звездами поля) этот максимум размывается и становится практически незаметен. Вероятно, это размывание обусловлено эффектами сближений со звездами поля.

Таким образом, из анализа результатов численного моделирования и аналитических оценок авторы [2] делают следующие выводы о динамике облака Оорта:

- Галактические приливы приводят к сильным колебаниям перигелийных расстояний комет, при этом большие полуоси орбит остаются почти постоянными;
- периоды этих колебаний уменьшаются с ростом большой полуоси орбиты кометы;
- с увеличением большой полуоси орбиты увеличивается вариация перигелийного расстояния в течение одного орбитального периода;
- звездные возмущения порождают случайный процесс кометных ливней, вызванных тесными сближениями со звездами поля;
- взаимодействие двух эффектов (звездных сближений и Галактических приливов) приводит к значительному усилению кометных ливней (особенно эффективно это взаимодействие для комет с большими полуосями $\sim 20\,000 < a < \sim 50\,000$ а. е.).

Наряду с популяцией комет в области наблюдений представляет интерес формирование и эволюция кометного облака в целом. В работах [12] и [13] проведено численное моделирование эволюции диска из 10 038 планетезималей (пробных частиц) и рассмотрено формирование и дальнейшая динамическая эволюция внутреннего (в течение 2×10^9 лет) и внешнего (в течение 1×10^9 лет) облаков Оорта. Учитывались взаимодействие комет с планетами-гигантами, прохождения звезд поля и Галактические приливы.

Было показано, что эффективность формирования внутреннего облака довольно низка: только чуть более 1 % частиц переместились в эту часть облака Оорта к концу вычислений. Основными «поставщиками» комет во внутреннее облако являются Уран и Нептун (эти

две планеты обеспечивают более 70 % комет). Динамика внутреннего облака в основном определяется вертикальной составляющей приливной силы регулярного поля Галактики. Распределение плотности комет в облаке довольно круто падает с расстоянием от Солнца — примерно $\propto r^{-3.5}$ при $5\,000 < r < 100\,000$ а. е. Распределение больших полуосей орбит комет $\propto a^{-1.7}$. Преобладают сильно вытянутые орбиты, орбиты с $e < 0.2$ практически отсутствуют. Ориентация орбит сильно неоднородна: в самой внутренней части облака преобладают орбиты с малыми наклонами к плоскости эклиптики, с увеличением расстояния от Солнца эта тенденция ослабевает, однако наблюдаются «зоны избегания» комет выше и ниже Солнца. Имеет место четкая тенденция к ортогональности орбитальных плоскостей комет к плоскости Галактики.

Эффективность насыщения кометами внешнего облака Оорта еще ниже: только около 0.3 % комет попадают в него за 1 млрд лет. Распределение гелиоцентрических расстояний во внешнем облаке еще круче, чем во внутреннем — $\propto r^{-4.1}$ при $r > 25\,000$ а. е. Распределение наклонов орбит комет к Галактической плоскости также сильно неоднородно — превалируют орбиты с высокими наклонами. Среди внешних возмущающих факторов главную роль играет дисковая составляющая Галактических приливов.

В более сложной модели Галактики, рассмотренной в [11], интенсивность потока комет из облака Оорта во внутреннюю часть Солнечной системы меняется со временем квазипериодически. Амплитуда вариаций интенсивности потока составляет около 30 %. Главная причина этих вариаций — радиальное движение Солнца в Галактике, которое приводит к изменению со временем приливной силы. Эти вариации должны проявляться в квазипериодичности глобальных катаклизмов на Земле (массовых вымираний организмов, импактных событий, климатических изменений и др.). Подобные квазипериодичности действительно проявляются (см., например, обзор [14]).

Еще один важный фактор, влияющий на динамику кометных облаков, — сближения с межзвездными гигантскими молекулярными облаками (ГМО). Такие сближения происходят гораздо реже, чем со звездами, однако они могут быть гораздо более эффективны в плане разрушения кометных облаков и сильных изменений их структуры.

В работе [15] было исследовано прохождение Солнца с облаком Оорта сквозь ГМО. Рассмотрены два случая, когда ГМО состоит из одной или двух сферически симметричных конденсаций с профилем плотности в виде гауссианы. Рассмотрены три модели ГМО:

- 1) масса ГМО равна $1.5 \times 10^5 M_{\odot}$, а радиус равен 20 пк;
- 2) масса ГМО равна $4 \times 10^5 M_{\odot}$, а радиус равен 30 пк;
- 3) ГМО состоит из двух конденсаций — масса первой равна $1.5 \times 10^5 M_{\odot}$, а радиус равен 20 пк; масса второй равна $2.5 \times 10^5 M_{\odot}$, а радиус равен 25 пк.

Показано, что во всех рассмотренных моделях влияние ГМО на динамику кометного облака невелико. Распределение элементов орбит комет практически не меняется. Только самая внешняя часть кометного облака подвергается «эрозии», причем темп эрозии невелик — теряется не более 20 % комет облака, что не фатально для кометного облака как целого. В случае ГМО, состоящего из двух конденсаций, темп эрозии ниже, чем для ГМО из одной конденсации. Из этого можно сделать вывод, что ГМО со сложной структурой, по-видимому, слабее влияют на судьбу кометного облака, чем ГМО в виде одной конденсации. Нередко после прохождения сквозь ГМО распределение больших полуосей орбит комет частично восстанавливает свою первоначальную форму, несмотря на сильные возмущения в ходе самого прохождения.

Весьма вероятно, что Солнечная система сформировалась в пределах звездного скопления, погруженного в ГМО, и была окружена первичной газовой туманностью в виде кольца. В этом случае образующееся кометное облако должно было сохранить следы воздействия сближений со звездами скопления и приливов, создаваемых регулярным полем скопления и ГМО. Численное моделирование динамической истории кометного облака при формировании в таком скоплении было выполнено в серии работ [16–18]. При этом учитывались сближения Солнечной системы со звездами скопления, регулярное поле ГМО (в рамках сферической модели Пламмера) и взаимодействие комет с планетами-гигантами (авторы считали, что к этому времени планеты-гиганты уже сформировались). Представлены распределения орбитальных элементов комет, мигрирующих из внутренней части Солнечной системы в облако Оорта ($q > 35$ а. е.). В течение 3 млн лет 2–18 % комет переходят из внутренней части Солнечной системы (4–12 а. е.) в облако Оорта. Существенную роль в процессе «перекачки» комет играет эксцентриситет орбиты Солнца в скоплении, поскольку интенсивность «перекачки» сильно зависит от средней массовой плотности ГМО и скопления в окрестности Солнца. При моделировании появляются объекты с орбитами, сходными

с орбитами некоторых наблюдаемых объектов (например, Седны). При малых плотностях более важны приливные взаимодействия, а при более высоких плотностях — сближения со звездами скопления.

Сравнение с наблюдениями

Для сопоставления результатов численного моделирования динамики кометных облаков с наблюдениями можно использовать данные о «новых» кометах с большими значениями больших полуосей a_{ori} орбит, которые кометы имели до момента влета внутрь планетной системы. Так, в работе [19] авторы выбрали для сравнения 26 комет со значениями $a_{ori} > 10\,000$ а. е. При этом авторы [19] учитывали и негравитационные эффекты. Определены элементы орбит комет в прошлом и будущем. В частности, оценены расстояния в перигелии и афелии в прошлом, а также число комет, которые будут выброшены из Солнечной системы (около 60 % выборки).

Еще одна возможность учесть наблюдательные данные — провести численное моделирование сближений Солнца и облака Оорта с реальными звездами окрестности Солнца, которые испытали в прошлом или испытают в будущем сближения с Солнечной системой. Такое исследование выполнено в работе [20]. Автор [20] составил список звезд, которые проходили в прошлом, пройдут в будущем или находятся сейчас на расстоянии меньше 2.5 пк от Солнца. Из этого списка была выбрана 21 звезда, которые сближались с Солнцем в недавнем прошлом или испытывают сближение в современную эпоху. Численное моделирование эффекта сближений облака Оорта с этими звездами с учетом приливного поля Галактики показало, что все сближения мало эффективны и не должны приводить к кометным ливням. В настоящее время основным фактором, влияющим на динамику облака Оорта, является приливное воздействие регулярного поля Галактики. В будущем одна из звезд окрестности Солнца *GJ 710* пройдет сквозь облако Оорта на расстоянии ≈ 0.2 пк от Солнца. Это случится через ≈ 1.4 млн лет. Но даже это прохождение лишь незначительно (в пределах нескольких процентов) усилит интенсивность потока комет из облака Оорта во внутреннюю часть Солнечной системы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 09-02-00267) и Программы государственной поддержки ведущих научных школ РФ (проект НШ-3290.2010.2).

Список литературы

1. *Oort J. H.* The structure of the cloud of comets surrounding the solar system and a hypothesis concerning its origin // *Bull. Astron. Inst. Neth.* — 1950. — Vol. 11. — P. 91.
2. *Fouchard M., Froeschle C., Rickman H., Valsecchi G. B.* Dynamical features of the Oort cloud comets // *Lect. Notes Phys.* — 2010. — Vol. 790. — P. 401.
3. *Duncan M. J.* Dynamical origin of comets and their reservoirs // *Space Sci. Rev.* — 2008. — Vol. 138. — P. 109.
4. *Emel'yanenko V. V., Asher D. J., Bailey M. E.* The fundamental role of the Oort cloud in determining the flux of comets through the planetary system // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2007. — Vol. 381. — P. 779.
5. *Rickman H., Fouchard M., Froeschle C., Valsecchi G. B.* Injection of Oort Cloud comets: the fundamental role of stellar perturbations // *Celest. Mech. Dyn. Astr.* — 2008. — Vol. 102. — P. 111.
6. *Rickman H., Fouchard M., Valsecchi G. B., Froeschle C.* Algorithms for stellar perturbations computations on Oort cloud comets // *Earth, Moon and Planets.* — 2005. — Vol. 97. — P. 411.
7. *Collins B. F., Sari R.* A unified theory for the effects of stellar perturbations and Galactic tides on Oort cloud comets // *Astron. J.* — 2010. — Vol. 140. — P. 1306.
8. *Shlesinger M. F., Zaslavsky G. M., Frisch U.* Levy flights and related topics in physics. — Berlin: Springer, 1995.
9. *Heisler J., Tremaine S.* The influence of the Galactic tidal field on the Oort comet cloud // *Icarus.* — 1986. — Vol. 65. — P. 13.
10. *Fouchard M., Froeschle C., Valsecchi G., Rickman H.* Long-term effects of the Galactic tide on cometary dynamics // *Celest. Mech. Dyn. Astr.* — 2006. — Vol. 95. — P. 299.
11. *Gardner E., Nurmi P., Flynn C., Mikkola S.* The effect of the Solar motion on the flux of long-period comets // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2011. — In press.
12. *Leto G., Jakubik M., Paulech T. et al.* The structure of the inner Oort cloud from the simulation of its formation for 2 Gyr // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2008. — Vol. 391. — P. 1350.

13. *Dybczynski P. A., Leto G., Jakubik M. et al.* The simulation of the outer Oort cloud formation. The first giga-year of the evolution // *Astron. Astrophys.* — 2008. — Vol. 487. — P. 345.
14. *Bailer-Jones C. A. L.* The evidence for and against astronomical impacts on climate change and mass extinctions: a review // *Internat. J. of Astrobiology.* — 2009. — Vol. 8. — P. 213.
15. *Jakubik M., Neslusan L.* The dynamics the Oort cloud during a passage through a spherical giant interstellar cloud with the Gaussian-density profile // *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso.* — 2008. — Vol. 38. — P. 33.
16. *Brasser R., Duncan M. J., Levison H. F.* Embedded star clusters and the formation of the Oort Cloud // *Icarus.* — 2006. — Vol. 184. — P. 59.
17. *Brasser R., Duncan M. J., Levison H. F.* Embedded star clusters and the formation of the Oort Cloud II. The effect of the primordial solar nebula // *Icarus.* — 2007. — Vol. 191. — P. 413.
18. *Brasser R., Duncan M. J., Levison H. F.* Embedded star clusters and the formation of the Oort Cloud III. Evolution of the inner cloud during the Galactic phase // *Icarus.* — 2008. — Vol. 196. — P. 274.
19. *Krolikowska M., Dybczynski P. A.* Where do long-period comets come from? 26 comets from the non-gravitational Oort spike // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2010. — Vol. 404. — P. 1886.
20. *Dybczynski P. A.* Simulating observable comets III. Real stellar perturbors of the Oort cloud and their output // *Astron. Astrophys.* — 2006. — Vol. 449. — P. 1233.

СПЕКТРОГРАФЫ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ С ОПТОВОЛОКОННЫМ ВХОДОМ

Анализируются характеристики спектрографов высокого разрешения, имеющих оптоволоконное сочетание с телескопом. Приведены результаты испытаний оптоволоконного спектрографа, разработанного авторами для телескопов диаметром 1–2 м.

Введение

К настоящему времени в мире построено несколько десятков спектрографов высокого разрешения, имеющих оптоволоконное сочетание с телескопом. Прежде чем рассмотреть характеристики таких спектрографов, отметим работы, заложившие основы данного направления.

Когда классический спектрограф фокуса кудэ для 2.6-м телескопа ЗТШ Крымской Астрофизической Обсерватории еще не был построен, на этом телескопе уже работал первый в мире звездный спектрограф с эшелле [1]. Дифракционная решетка (50 штр/мм, размер заштрихованной области 80×110 мм, угол блеска $\theta_b = 39.2^\circ$), изготовленная в ГОИ им. С. Вавилова, использовалась круглосуточно: днем — в эшелле-спектрографе солнечного телескопа, а ночью — в фокусе кудэ ЗТШ.

Астрономы быстро оценили основное преимущество работы в высоких порядках дифракции: возможность получать высокое спектральное разрешение при скромных значениях диаметра коллимированного пучка d , и, следовательно, при небольших габаритах прибора. Было построено несколько подвесных эшелльных спектрографов фокуса Кассегрена, основным конструктивным решением являлась схема с близкими параметрами зеркального коллиматора и зеркальной камеры, что позволяло компенсировать астигматизм в большом поле [2]. Элементом скрещенной дисперсии, пространственно разводящим высокие порядки дифракции эшелле-решетки, являлась дифракционная решетка, работающая как правило в первом порядке дифракции, или призма, иногда необходимый спектральный порядок выделялся узкополосным фильтром. Почти полный перечень

подвесных спектрографов, построенных для телескопов умеренных диаметров к первой половине 80-х, можно найти в работе [3]. Не вдаваясь в конструктивные особенности разных схем, отметим, что основным фактором, обеспечивающим успешное применение модифицированной схемы Черни—Тернера на спектрографе телескопа с $D \sim 0.6$ м, является небольшой масштаб изображения в фокусе Кассегрена, поэтому применение камеры большой светосилы, для согласования ширины входной щели и элемента разрешения светоприемника не требуется. Например, при масштабе изображения около $23''/\text{мм}$ в кассегреновском фокусе телескопа с $D = 0.6$ м щель спектрографа шириной 0.05 мм ($1.1''/$) является согласованной с элементом разрешения светоприемника (0.05 мм) уже при равенстве фокусных расстояний камеры и коллиматора. Так как относительные отверстия коллиматора и камеры равны (или близки по величине), то уже при $d = 50$ мм кассегреновский эшелле-спектрограф обеспечивает спектральное разрешение, достигающее величины $R = 40\,000\text{—}70\,000$. С таким спектральным разрешением, на фотопластинке, а затем с ЭОП, на телескопе указанного диаметра удавалось регистрировать только спектры звезд, видимых невооруженным глазом. Астигматизм внеосевого параболического коллиматора приводит к уширению спектра поперек дисперсии эшелле, поэтому спектры получались равномерно уширенными. Общим недостатком первого поколения спектрографов скрещенной дисперсии являлась сложная процедура извлечения информации из двумерного изображения эшелле-спектра (при фотометрической обработке негатива необходимо было учитывать кривизну спектральных порядков, наклон изображения щели, абберации электронной оптики ЭОП и проч.). Ситуация изменилась с появлением многоэлементных цифровых приемников, размеры и формат которых удавалось согласовать с форматом изображения эшелле-спектра.

Если речь идет об измерении интегральной интенсивности линии — эквивалентной ширины, то небольшие вариации формы линии, связанные с нестабильным положением изображения звезды на входной щели спектрографа — несущественны. Поэтому в ряде задач подвесные спектрографы высокого разрешения используются и сегодня. Но если необходимо измерять точные положения спектральных линий, или изучать их форму (например, асимметрию, вызванную движениями вещества в атмосфере звезды), то необходимо применять методы, обеспечивающие высокую стабильность положения изображения звезды на входе спектрографа. Известно, что приме-

нение оптического волокна в качестве входа в спектрограф — более чем на порядок увеличивает стабильность освещенности «щели» спектрографа. Оптоволоконное сочетание телескопа и стационарно размещенного спектрографа позволяет решить и вторую проблему — сохранения высокой стабильности оптико-механической конструкции спектрографа, как во время экспозиции, так и в течение нескольких лет эксплуатации прибора. В итоге обеспечивается высокая пространственно-временная стабильность аппаратной функции спектрографа.

Эксперименты по оптоволоконному сочетанию телескопа и спектрографа можно разделить на две группы: а) передача излучения единичного объекта от телескопа к спектрографу [4], б) сбор света от нескольких объектов, наблюдаемых в поле зрения одного телескопа [5]. Из второй группы в данной работе рассмотрим только те эксперименты, где реализовано высокое спектральное разрешение.

Первой успешной попыткой оптоволоконного сочетания телескопа и спектрографа высокого разрешения можно считать работу [6]. 1.6-м телескоп университета штата Пенсильвания был соединен оптическим волокном с эшелле-спектрографом FOE, установленным в лаборатории. Эшелле $R2$ ($\tan \theta_b = 2$, размер заштрихованной области 200×100 мм, 79 штр/мм) использовалась в двух вариантах: а) с камерой $f/2$ ($F = 200$ мм) и с литтровской призмой скрещенной дисперсии, спектральное разрешение в этом варианте составляло $R = 10\,000$, б) с камерой $f/5$ ($F = 762$ мм) с решеткой скрещенной дисперсии (226 штр/мм), при этом спектральное разрешение достигало величины $R = 80\,000$. Диаметр ядра оптического волокна составлял 200 мкм, что позволяло использовать изображение звезды диаметром до $3.6''$. Позиционная нестабильность спектрографа в течение ночи соответствовала изменениям лучевой скорости на 1 км/с.

В 80-е гг. также были построены оптоволоконные спектрографы высокого разрешения, работающие в одном порядке дифракции. Первый спектрограф [7] для 2.14-м телескопа обсерватории Санапеа (Мехико) был разработан в университете штата Джорджия. Сменные решетки с размером заштрихованной части 128×154 мм и плотностью штрихов 1 200, 400, 150 и 50 штр/мм были установлены в схеме Эберта—Фасти, коллиматором и объективом являлись участки поверхности 300 мм парабооида ($f/3.3$, $F = 980$ мм). Изображение звезды проецировалось на торец оптоволоконного жгута, состоящего из 34 волокон. Диаметр жгута составлял 300 мкм (что соответствует $2.5''$), на выходе торцы волокон были выстроены в щель, со-

ответствующую размеру изображения $0.4''$. Каждое волокно имело полный диаметр 55 мкм, диаметр ядра — 45 мкм (далее 55/45 мкм), суммарные потери света на скважности упаковки волокон в жгут и на пропускании 10-м волокна составляли примерно 60 %.

Для программы спектроскопического мониторинга, выполняемой на телескопах, разнесенных по долготе (например, 1.93-м телескоп обсерватории Верхнего Прованса (ОНР) и 2-м телескоп университета штата Гавайи), был разработан относительно простой спектрограф ISIS [8], конструкция которого допускала тиражирование. Спектрограф соединялся с телескопом кварцевым оптическим волокном с диаметром ядра 200 или 133 мкм. Деградация апертуры на волокне учитывалась путем увеличения относительного отверстия коллиматора. На выходе оптического волокна применялся оптоволоконный резатель изображения, изготовленный из стекла, что снижает потери на упаковке (по сравнению с кварцевыми волокнами, имеющими относительно толстую защитную оболочку). Две сменные решетки (600 и 300 штр/мм), работающие в схеме Черни—Тернера, обеспечивали спектральное разрешение $R = 35\,000$ и $R = 10\,000$. Коллиматор параболический ($d = 160$ мм, $F = 600$ мм), камера сферическая ($d = 200$ мм, $F = 1\,000$ мм). Для спектрографа фокуса кудэ 2.1-м телескопа KPNO был сначала изготовлен 10-м перемешиватель апертуры (обеспечивший, при половинной потере света, точность измерения лучевой скорости 100 м/с, с разрешением $R = 12\,000$), а затем с 2.1-м телескопом использовался спектрограф [6].

Уже в первых работах по оптоволоконному сочетанию спектрографа высокого разрешения с телескопом были выявлены основные достоинства и недостатки метода. Флуктуации качества изображения, прозрачности и неточность гидирования — в значительной мере проявляются в изменениях освещенности на всей площади зрачка спектрографа. Этот эффект снижает действие зональных ошибок оптики спектрографа и обеспечивает более корректный учет поэлементных неоднородностей чувствительности приемника излучения. Таким образом, при одинаковых (по сравнению с подвесным спектрографом) экспозициях обеспечивается более высокая точность измерения лучевых скоростей и повышенное отношение «сигнал/шум». Габариты стационарно установленного спектрографа могут быть увеличены, что, в частности, позволяет реализовать схему белого зрачка (БЗ). Кроме того, конструкция стационарного спектрографа оказывается всегда дешевле конструкции подвесного спектрографа с аналогичными параметрами. Оптоволоконный спек-

трограф может быть перенесен на другой телескоп, эксплуатационные расходы по поддержке спектрографа минимальны.

Но есть и недостатки метода. Во-первых, оптическое волокно имеет пониженное пропускание в ультрафиолете. Приблизительно можно считать, что для синих лучей потери на каждые 10 м оптического волокна эквивалентны потерям на одной алюминированной оптической поверхности, в красных лучах потери меньше, а в области $\lambda < 390$ нм потери быстро возрастают. Во-вторых, передача излучения по волокну сопровождается деградацией апертуры (тепловой угол выходящего пучка всегда больше угла входящего пучка, а распределение энергии внутри выходящего пучка понижается при удалении от его оси). В итоге широкощельность оптоволоконного спектрографа ухудшается как из-за соотношения угловых апертур, так и из-за уменьшения эквивалентного диаметра (т. е. диаметра при равномерной освещенности) коллимированного пучка. В-третьих, применение камеры с центральным экранированием приводит к дополнительным потерям света (так как тень вторичного зеркала телескопа, наблюдаемая в конусе пучка, проецируемого на входной торец, отсутствует в конусе пучка, выходящего из волокна).

Параметры оптоволоконных спектрографов высокого разрешения

Перечисление основных разработок оптоволоконного сочетания телескопа и спектрографа высокого разрешения удобно проводить в порядке возрастания диаметра телескопа. Это подчеркнет некоторые методические особенности, возникающие при переходе к телескопам большого диаметра. В табл. 1 приводим основные характеристики оптоволоконных эшелле-спектрографов. Приняты следующие обозначения: D — диаметр телескопа (м); a — диаметр ядра оптоволокну (мкм); s — диаметр звездного изображения, перехватываемого оптоволокомом (угл. сек); l — длина оптического волокна (м); $\text{tg } \theta_b$ и n — угол блеска и плотность штрихов (штр/мм) эшелле; d — диаметр коллимированного пучка (мм); L — длина заштрихованной области эшелле (мм); CD — тип порядкоразводящего элемента (P — призма, G — решетка, F — фильтрация избранного спектрального порядка); F_{cam} — фокусное расстояние камеры (мм); $R = \lambda/\Delta\lambda$ — спектральное разрешение; e — пропускание оптоволокну (%); E — эффективность системы «телескоп — волокно — спектрограф» (%); S/N — отношение сигнал/шум; m — звездная величина в полосе V ; t — время накопления сигнала (мин); [с] — основная ссылка.

Таблица 1: Основные параметры оптоволоконных эпителие-спектрографов высокого разрешения

D	a	s	l	$\text{tg } \theta_b$	n	d	L	CD	F_{cam}	R	e	E	S/N	m	t	$[c]$
0.75	100	1		2	31.6	80	220	G	300	70 000		1.1	235	0.0	8.8	[9]
		5								15 000						
0.9	125		27	2	31.6	48		G		90 000						[10]
0.91	100	4.2		2	79	90	254	G	300	21 000	60		100	6	10	[11]
	200	8.4											30	11	60	
0.9	100		15	2	31.6	80		G	300	20 000						[12]
0.5														100	6	60
1.2				2	31.6	80		G	300	20 000			100	7.5	30	
2.0	100															
1.0	100			2	79	54	206	G	750	35 000						[13]
1.0	100	4.5	22	2	31.6	210	408	P	973	41 000		18	100	7	10	[14]
	50	2.25								82 000			100	9.1	60	[15]
1.06	200	4		2	79	56	206	G	750	26 000			100	5.5	60	[16]
1.2	100	3.4	12	2	31.6	130	540	P	350	25 000			50	12	90	[17]
	50	1.7								50 000						
1.2	60	2.3		2.6	52.6	150	408	P	525	85 000	65	15				[18]
	60	2.3								50 000			100	9	10	
1.2	100	2	20	4	31.6	102		GP	300	50 000		1.5				[19]
1.5	100		13													[20]
1.5	200	2.75		2	59	90	200	G	690	32 000		1.5	500	0	1	[21]
1.5	200	3.6	16	2	31.6	150	375	G	750	15 000	80	2.8	100	10	90	[22]
	100	1.8								60 000			100	10	324	
1.52	100	2.7		2	79	136	306	P	410	48 000		16	100	12	120	[23]
1.52	50	2.7		2	31.6	200	408	P	1200	150 000						[24]
1.6	200	3.6		2	79	100	200	P	200	10 000						[6]
	75	1.2						G	762	40 000						
1.88	100		25								80					[25]
1.9	50	2	16	2	31.6	100	206	P	400	39 000	92		200	7	10	[26]
1.93	100	2	25	4	31.6	102		GP	300	42 000	80	1.3	100	9.7	60	[27]
1.93	100	3	17	2	52.6	200	410	P	720	39 000	84	10.4	100	11	60	[28]
										75 000	34	4.3	100	10	60	
2.0	50	2.1	20	2	31.6	100	206	P	400	34 000	70		450	7	60	[29]

Анализ табл. 1, цитируемой литературы и доступных нам расписаний наблюдений на некоторых телескопах позволяет сделать следующие выводы.

1. Из 38 спектрографов только 5 использовалось на двух и более телескопах, диаметром до 2 м. Следовательно, возможность переноса оптоволоконного спектрографа с телескопа на телескоп не является основным достоинством метода.
2. Существует несколько специализированных телескопов среднего диаметра, работающих только с оптоволоконными спектрографами высокого разрешения. Наблюдения выполняются в режиме удаленного доступа. Есть примеры монопольного использования спектрографов и на телескопах большого диаметра (3.6-м ESO + HARPS, и 2-м TBL + NARVAL).
3. Переход на большие многопрограммные телескопы сопровождается снижением доли использования спектрографа высокого разрешения. Но при увеличении D в поле телескопа оказывается больше объектов, доступных для наблюдений с высоким спектральным разрешением. Поэтому эффективность оптоволоконного метода высокого разрешения можно увеличить за счет применения многообъектных методов (HYDRA, HiRes+LAMOST, Hectoechelle, FLAMES+GIRAFFE, FLAMES+UVES).
4. Линзовые камеры преобладают, иногда катадиоптрическая камера с центральным экранированием, впоследствии заменяется на линзовую (FRESCO). Использование камеры с центральным экранированием оправдано лишь в схемах многообъектных спектрографов с рекордными значениями коллимированного пучка (Hectoechelle), где потери центральной части пучка, выходящего из каждого оптоволоконна, компенсируются информационным выигрышем за счет большого числа одновременно регистрируемых объектов.
5. Около половины спектрографов построено по схеме белого зрачка, что в ряде случаев позволило применить эшелле с большим углом блеска, получая дополнительный выигрыш в широкощельности. Схема белого зрачка позволяет понизить диаметр вторичного коллимированного пучка (ELODIE, SELESTIA SALT) и применить решетку скрещенной дисперсии VPH (с объемным голографическим фазированием) — SELESTIA SALT.

6. Если исключить подвесные кассегреновские спектрографы, адаптированные под оптоволоконное сочетание, то среднее значение d для телескопов с $D < 3$ м составляет 132 мм. Для телескопов с $D > 3$ м среднее значение d составляет 207 мм. Дополнительный выигрыш в спектральном разрешении (или в светосиле по потоку) на больших телескопах осуществляется за счет увеличения угла блеска эшелле (переход от $R2$ к $R3$ и $R4$).
7. Средняя длина оптического волокна составляет 26 м, увеличиваясь от 19 м до 38 м при переходе к $D > 3$ м.
8. Средний диаметр оптического волокна для $D < 3$ м составляет 106 мкм, для $D > 3$ м — 234 мкм.
9. Ряд спектрографов (CORALIE, ELODIE, SOPHIE, HARPS) построен для задачи прецизионного измерения доплеровских смещений. Оптоволоконное сочетание таких приборов включает перемешиватель апертуры (скрамблер), соответствующие дополнительные потери составляют до 30% света, поступающего на вход волокна.
10. Эффективность системы «телескоп-волокно-спектрограф-приемник» составляет несколько процентов, достигая рекордных значений ($> 10\%$) у HERMES, FEROS, SOPHIE, FOCES, ESPaDOnS, и Hectoechelle. Две из этих систем (SOPHIE и Hectoechelle) используют камеры с центральным экранированием.

Спектральное разрешение и широкощельность

Пользуясь значениями D , $\text{tg } \theta_b$, d и R из табл. 1, по формуле $S = 2d \text{tg } \theta_b / DR$ (см., например, [3]) можно оценить значения угловой ширины щели S в приближении автоколлимации. Эти значения можно сравнить с угловым диаметром звездного изображения, перехватываемого оптическим волокном — s . На рис. 1 проведено сравнение s и S . Если точки лежат в окрестностях диагонали, это означает, что спектральное разрешение R , указанное в таблице 1, определяется диаметром оптоволоконка. Некоторый разброс точек определяется индивидуальными особенностями оптических схем (неучтенные отклонения от автоколлимации могут приводить к занижению S), но для большинства схем белого зрачка приближение автоколлимации является довольно точным. На рис. 1 значительное количество

точек находится в области $S < s$, это означает, что спектральное разрешение R повышается либо за счет установки на выходе из волокна дополнительной щели, либо за счет резателя изображения. Для $D > 3$ м такие конструктивные решения преобладают, тогда как для $D < 2.5$ м щель используется только менее чем у четверти спектрографов, и только в одном случае (FEROS) используется резатель изображений (на два среза). Использование узкой щели может существенно снизить проникающую способность метода (см., например, [43]).

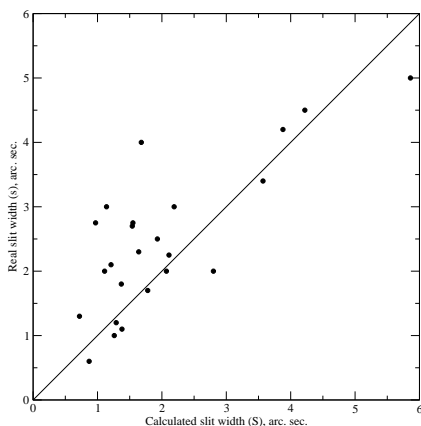


Рис. 1. Связь угловой ширины щели S (абсцисса), оцененной в приближении автоколлимации, с диаметром ядра оптоволокна s (выраженным в угловой мере)

Сравнение эффективности спектрографов

Испытания различных спектрографов отличаются по всем параметрам: D — диаметр используемого телескопа; R — спектральное разрешение; t — время экспозиции; m — звездная величина; качество изображения, S/N — отношение сигнал/шум. Для сравнения эффективности спектрографов следует уменьшить число свободных параметров. Условимся, что наблюдения выполняются на телескопе $D = 1$ м, время экспозиции $t = 1$ час, отношение $S/N = 10$ на элемент разрешения. Тогда критерием эффективности является функция звездной величины от спектрального разрешения

(рис. 2). При пересчете освещенности на единый диаметр телескопа мы ограничились спектрографами, установленными на телескопах с $D < 4$ м. Если использовался резатель изображения, то величина спектрального разрешения пересчитывалась на полный диаметр ядра оптоволокна (например, при двух срезах R следует понизить вдвое). Если в оригинальных публикациях указывалось значение S/N на один пиксель, выполнялся соответствующий пересчет на элемент разрешения. Мы использовали формулу [50]:

$$S/N = \frac{3600 N_o t \cdot 10^{-0.4(m_\lambda - m_o)}}{\sqrt{3600 N_o t \cdot 10^{-0.4(m_\lambda - m_o)} + (W b^{-1} N_r)^2 + W^2 t T}}$$

где N_o — эффективность в $\text{e}^- \text{sec}^{-1} \text{pix}^{-1}$ для звезды с величиной m_o , определенной на единицу длины волны, W — ширина спектра в пикселях, N_r — шум считывания в $\text{e}^- \text{pix}^{-1}$, T — темновой отсчет в $\text{e}^- \text{pix}^{-1} \text{hr}^{-1}$, t — время экспозиции в часах, b — фактор биннинга в направлении, перпендикулярном дисперсии. Если пренебречь вторым и третьим членами в подкоренном выражении, то

$$S/N = \sqrt{3600 N_o t \cdot 10^{-0.4(m_\lambda - m_o)}}$$

Результаты оценок приведены на рис. 2. Дополнительно на этом же рисунке представлены теоретические зависимости предельной звездной величины от спектрального разрешения, рассчитанные при тех же значениях диаметра телескопа, времени экспозиции и отношения сигнал/шум, для различной величины эффективности системы телескоп–спектрограф–приемник излучения (100, 10, 1 и 0.1 %). Для теоретической оценки использовалась величина атмосферной экстинкции на зенитном расстоянии $Z = 45^\circ$ для обсерватории, расположенной на высоте 2000 м над уровнем моря.

Из рис. 2 следует, что определяющим фактором является уровень потерь на многочисленных поверхностях системы «телескоп — согласующая оптика — оптическое волокно — согласующая оптика — щель (или резатель) — эшелле спектрограф высокого разрешения». Использование высокоэффективных отражающих и просветляющих покрытий эквивалентно увеличению диаметра телескопа в 2–3 раза.

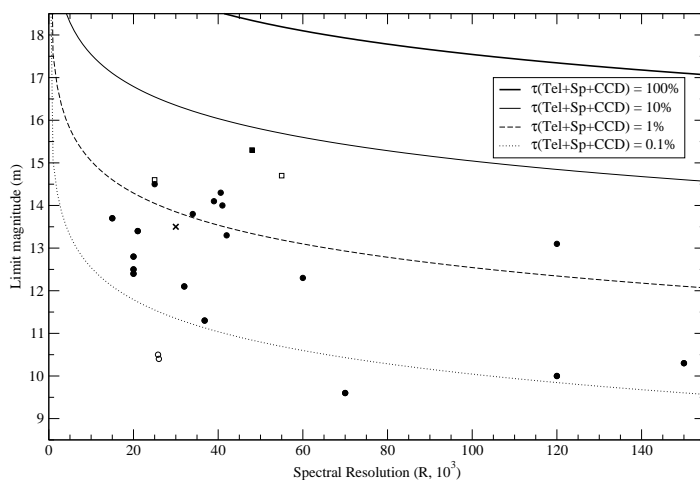


Рис. 2. Зависимость предельной звездной величины от спектрального разрешения для оптоволоконных спектрографов, указанных в табл. 1. Пояснения см. в тексте. Крестиком показан оптоволоконный эшелле-спектрограф Коуровской АО

Развитие оптоволоконных систем высокого разрешения

По типу технического решения можно выделить, по крайней мере, четыре категории оптоволоконных спектрографов. К первой отнесем уже существовавшие подвесные кассегреновские спектрографы с небольшим диаметром коллимированного пучка, переоборудованные впоследствии для оптоволоконного сочетания [11, 14, 16, 20, 25]. Применение оптоволоконна приводило к дополнительным потерям света (по сравнению с подвесным вариантом), но обеспечивало долговременную стабильность аппаратной функции.

Ко второй категории отнесем оптоволоконные сочетания со спектрографами фокуса кудэ [34, 35, 38], где впервые было применено сочетание оптоволоконна с резателем изображения. При этом потери на длинном оптоволоконне оказались практически сравнимыми с потерями на оптическом тракте фокуса кудэ. Такие системы не получили широкого распространения, но послужили для отработки технологии оптоволоконного сочетания, без создания специализированного спектрографа.

Уже в 80-е были разработаны средства целенаправленного создания оптических волокон астрономического назначения, методы лабораторного испытания оптических волокон и проведен комплексный анализ оптоволоконной техники в задаче точного определения лучевых скоростей (см., например, [51–53]).

К третьей категории отнесем спектрографы, изначально сконструированные под оптоволоконное сочетание с телескопами диаметром 0.5–2.5 м. По типу оптической схемы спектрографа эту категорию можно разделить на классические схемы [6, 9, 12, 15, 22, 26, 29], автоколлимационные [24, 28, 30], и схемы белого зрачка [17–19, 23, 27, 31–33].

В четвертой категории спектрографов, ориентированных на использование телескопов большого диаметра ($D = 3.6$ –9 м), преобладает схема белого зрачка [37, 39, 41, 46–49], и только один прибор построен по автоколлимационной схеме [42]. В многообъектных методах используются зеркально-линзовая камера с центральным экранированием [44], и автоколлимационная линзовая схема [45].

Руководящими идеями, продвигающими разработку оптоволоконных спектрографов высокого разрешения для телескопов среднего диаметра, являлись задачи астросейсмологии и задачи поиска внесолнечных планет (экзопланет). В первом случае необходимо было использовать несколько одинаковых спектрографов, распределенных по долготе. Соответствующие координированные наблюдения необходимы для изучения спектра нерадиальных пульсаций — одного из немногих методов диагностики внутреннего строения звезд. Был разработан относительно недорогой спектрограф MuSiCOS [29], предназначенный для работы с телескопами диаметром около 2 м (Гавайи, Китай, Европа). Копия этого спектрографа была установлена на 1.9-м телескопе SAAO [26].

Если в астросейсмологических исследованиях необходимо организовать краткосрочные (в течение 2–3 суток) синхронные наблюдения на двух-трех телескопах, то в задаче доплеровского поиска экзопланет решающим является использование одного и того же спектрографа в течение ряда лет, причем на одном и том же телескопе. Важным условием является «неприкосновенность» спектрографа — с целью сохранения стабильной PSF нельзя изменять углы диспергирующих элементов и требуется сохранять неизменными все юстировки. Такие условия были лучше всего выполнены на 1.9-м телескопе ОНР со спектрографом ELODIE [27], конструкция последнего позволяет непрерывно производить калибровку линейчатым спек-

тром через второе оптическое волокно. В 1998 г. вступила в строй улучшенная (с матрицей большего формата) копия ELODIE — спектрограф CORALIE [19], для которого был специально построен 1.2-м телескоп. Эта работа ознаменовала этап создания специализированных телескопов-роботов, работающих с оптоволоконными эшелле спектрографами высокого разрешения (см., например, [17, 18]). Специализированные инструменты оказались наиболее эффективными как по проникающей способности, так и по сохранению требуемой позиционной точности в течение длительного времени.

Более крупные телескопы (например, 3.6-м ESO и CFHT), оснащенные оптоволоконными спектрографами HARPS [37] и Gecko [38, 54], соответственно), используются как в задаче поиска внесолнечных планет вблизи звезд, недоступных телескопам среднего диаметра, так и в астеросейсмологических исследованиях самых ярких звезд неба, где требуется обеспечить высокое временное разрешение. Эффективность указанных спектрографов в значительной мере определяется системами точного удержания звезды на входе оптоволокну (CFA и SAFE [38], соответственно).

Обратимся к некоторым интересным техническим решениям. Для точных измерений доплеровских смещений на 1.5-м телескопе обсерватории им. Ф. Уиппла был создан спектрограф AFOE [21], название которого подчеркивает развитие конструкции первого оптоволоконного эшелле спектрографа FOE [6], — «Advanced FOE». Оптоволокну диаметром 200 мкм захватывает изображение диаметром $2.75''$. Компоненты спектрографа: внеосевой параболоид ($F = 1200$ мм) в качестве коллиматора, эшелле $R2$ (100×200 мм, 59 штр/мм), решетка скрещенной дисперсии 150 штр/мм, камерой служит гиперболоидальное зеркало с двухлинзовым корректором в сходящемся пучке [55], (эффективное фокусное расстояние $F = 690$ мм). Известно еще одно применение камеры, построенной по схеме Росина — в спектрографе Gecko CFHT [54]. Основным новшеством в концепции AFOE является применение оптоволоконного коммутатора, позволяющего изменять функциональные назначения некоторых из 7 оптических волокон. Такой прием позволяет устранить ошибки, связанные с рассогласованием каналов, (см., например, [56]).

Большинство телескопов, упомянутых выше, создавалось для обеспечения широкого набора наблюдательных программ. Применение оптоволоконного сочетания выдвигает требования к полю зрения, существенно пониженные по сравнению с большинством дру-

гих программ. Например: а) величина центрального экранирования вторичным зеркалом (или кабиной первичного фокуса на большом телескопе), оказывается избыточной при спектроскопии одной звезды; б) относительное отверстие питающего зеркала может быть изменено путем применения микрооптики на входе волокна. Поэтому следующий шаг в развитии оптоволоконного сочетания телескопа и спектрографа должен был проявиться в разработке оптимальной конструкции телескопа. В университете штата Джорджия был создан «мультителескопный телескоп» (МТТ), состоящий из девяти телескопов, закрепленных параллельно [57]. В фокусе каждого из 9 зеркал ($D = 33$ см, $f/4.4$) расположен оптоволоконный вход, девять волокон на выходе собраны в «щель», являющуюся входом в спектрограф [7]. Используются волокна диаметром 100 мкм, согласование апертур на входе (в диапазоне от $f/12$ до $f/6$) обеспечивается линзочками Барлоу, что соответствует использованию изображений диаметром от 5.25 до 10.5"/. По светособирающей способности МТТ эквивалентен классическому телескопу диаметром 1.3 м, но стоимость оптики МТТ в 30 раз ниже. МТТ является первым телескопом, построенным специально для оптоволоконного спектрографа высокого разрешения.

И все-таки основной линией развития схем оптоволоконных спектрографов высокого разрешения является увеличение d и увеличение угла блеска эшелле θ_b , т. е. переход от $R2$ к $R3$ — $R4$. Использование таких значений ограничивает варианты ориентации решетки (при наклоне оси коллимированного пучка к главной плоскости эшелле развивается астигматизм). Поэтому применение эшелле $R3$ — $R4$ сочетается со схемой белого зрачка, впервые предложенной еще в начале 70-х [58]. В этой схеме используется дополнительный коллиматор, или коллиматор двойного хода. Одновременное увеличение d и θ_b позволило продвинуть технику эшелле-спектроскопии на телескопы большего диаметра.

Оптоволоконный эшелле-спектрограф 1.2-метрового телескопа Коуровской АО

В 2008 г. мы получили предложение разработать оптоволоконный спектрограф, для телескопа Коуровской АО (УрГУ) диаметром 1.2 м. К спектрографу предъявлялись следующие требования:

- спектрограф должен обеспечивать спектральное разрешение не менее $R = 30\,000$,
- рабочий диапазон длин волн должен быть не менее $3\,900\text{--}10\,500\text{ \AA}$,
- спектрограф должен быть ориентирован на работу с охлаждаемой матрицей ПЗС форматом 2048×2048 элементов и размером элемента $13.5 \times 13.5\text{ мкм}$.

Руководствуясь приведенной выше статистикой параметров оптоволоконных спектрографов для телескопов умеренных размеров, а также доступными технологическими возможностями, мы остановились на следующей схеме спектрографа (рис. 3).

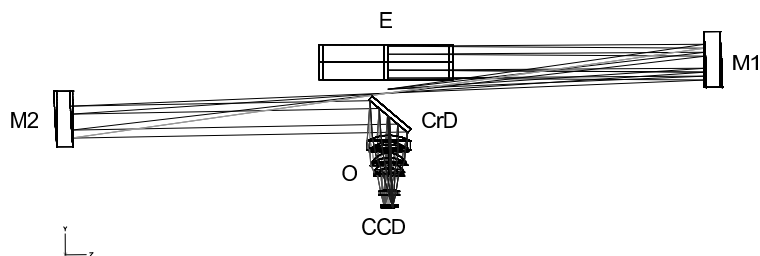


Рис. 3. Схема стационарной части оптоволоконного эшелле-спектрографа. Обозначения: E — эшелле; M1 — зеркало первого коллиматора; M2 — зеркало второго коллиматора; G — решетка скрещенной дисперсии; O — объектив камера; CCD — плоскость светоприемника

Спектрограф построен по схеме белого зрачка, что позволяет достичь высокое спектральное разрешение при сравнительно небольшом диаметре коллимированного пучка (данная схема, как было сказано выше, позволяет применять эшелле-решетки с большим углом блеска, которые обладают значительным астигматизмом при работе вне главной плоскости), а также обеспечивает оптимальное распределение интенсивности вдоль спектрального порядка. Коллиматор представляет собой два одинаковых внеосевых параболамида с общим фокусом (апертура каждого параболамида $175 \times 350\text{ мм}$, фокусное расстояние $1\,000\text{ мм}$), диаметр коллимированного пучка составляет $d = 100\text{ мм}$. В качестве основного диспергирующего элемента используется эшелле-решетка R4 ($\theta_b = 76^\circ$) с плотностью штрихов 37.5 штр/мм . В качестве элемента скрещенной дисперсии используется дифракционная решетка размером $120 \times 170\text{ мм}$ и плотностью

штрихов 300 штр/мм, работающая в первом порядке. Поскольку, во-первых, в оптическом волокне происходит перемешивание апертуры телескопа и в выходящем из волокна пучке исчезает тень от вторичного зеркала, а, во-вторых, угловое распределение интенсивности излучения на выходе из оптического волокна в первом приближении описывается экспоненциальным законом, было принято решение применить линзовую камеру, свободную от центрального экранирования. В качестве камеры спектрографа, строящей изображение спектра на матрице ПЗС, мы решили использовать промышленный объектив Сапоп с фокусным расстоянием $F_{cam} = 200$ мм и относительным отверстием 1:1.8, обладающий, не смотря на большое количество оптических элементов, хорошим пропусканием во всем оптическом диапазоне, включая ближний УФ и ближний ИК. На матрице ПЗС в диапазоне 4 000—7 800 Å одновременно регистрируется 60 спектральных порядков. Смена рабочего диапазона осуществляется поворотом элемента скрещенной дисперсии. Поскольку линзовая камера обладает вторичным спектром, смена рабочего диапазона сопровождается изменением наклона плоскости матрицы ПЗС относительно оптической оси камеры спектрографа. Оптическая схема основной (стационарной) части спектрографа представлена на рис. 3.

Подвесная часть спектрографа устанавливается в фокусе Нэсмита, и содержит:

- редуктор светосилы телескопа, согласующий апертуру телескопа с числовой апертурой оптического волокна, что позволяет снизить световые потери в оптическом волокне за счет деградации апертуры светового пучка,
- позиционер, удерживающий оптическое волокно,
- узел калибровки с источниками линейчатого и непрерывного спектра,
- систему стабилизации изображения звезды на входе в оптическое волокно,
- затвор спектрографа,
- систему подсмотра поля.

Точность позиционирования и однозначного удержания изображения звезды определяет не только световую эффективность, но и форму аппаратной функции спектрографа. Неполное перемешивание угловой апертуры в оптоволокне оставляет ошибки измерения лучевой скорости на уровне нескольких м/с, см. [59]. К проблеме

удержания изображения звезды на входе оптоволоконного спектрографа мы обратились после приобретения опыта создания и эксплуатации локальных корректоров положения звезды для фокуса Нэсмита [60] и первичного фокуса [61] 6-м телескопа БТА. В данном случае стабилизация изображения на входе в оптическое волокно осуществляется перемещением самого оптического волокна вслед за смещением звезды в фокусе телескопа. Позиционер, удерживающий волокно, представляет собой плоскопараллельную пластину в центр которой вклеено оптическое волокно, входной торец волокна отполирован вместе с передней плоскостью пластины. Телескоп строит изображение на передней плоскости пластины, изображение исследуемой звезды проваливается в оптическое волокно, а остальная часть попадает на камеру подсмotra поля, объектив которой также сфокусирован на переднюю поверхность плоскопараллельной пластины. Изображение, получаемое от камеры подсмotra поля, анализируется в интерактивном режиме достаточно быстро, для того чтобы зарегистрировать смещение изображения исследуемой звезды и компенсировать его перемещением плоскопараллельной пластины с оптическим волокном. Эта система стабилизации позволяет компенсировать смещения изображения звезды, вызванные как неточностью гидирования, так и колебаниями механической конструкции телескопа, с частотой несколько раз в секунду (до 5 Гц).

Для передачи света из фокуса телескопа в стационарную часть спектрографа мы использовали оптическое волокно с диаметром ядра $a = 150$ мкм и числовой апертурой $NA = 0.12$, общая длина волокна составляет 22 м. Данное волокно было изготовлено специально по нашему заказу в Научном центре волоконной оптики РАН. В оптическое волокно с учетом редуктора светосилы попадает участок изображения неба диаметром $5''$. На выходе из оптического волокна в стационарной части спектрографа наклеена микролинза, согласующая числовую апертуру волокна с апертурой входного зрачка коллиматора.

Управление спектрографом осуществляется в режиме удаленного доступа (в том числе и через Интернет). При этом, помимо ввода-вывода источников линейчатого и непрерывного света, имеется возможность изменять рабочие углы решетки скрещенной дисперсии, положение фокуса камеры и угол наклона плоскости светоприемника к оптической оси камеры. Предусмотрены режимы автоматического гидирования как по изображению исследуемого объекта, так и по «боковой» звезде (офсетное гидирование) в пределах $\pm 1''$.

Весной 2010 г. на 1-м телескопе Цейсс-1000 САО РАН мы провели первые наблюдения с этим оптоволоконным спектрографом. В диапазоне 4000—47 800 Å были получены спектры объектов различной яркости. Качество спектров соответствовало расчетным характеристикам. Для иллюстрации высокого спектрального разрешения на рис. 4 мы приводим фотометрический разрез одного из спектральных порядков, на котором отчетливо видна вращательная структура колебательных полос молекулы метана.

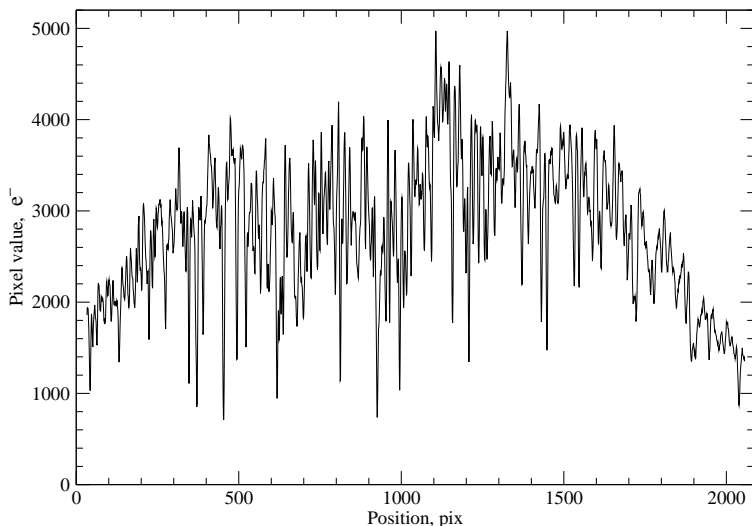


Рис. 4. Фотометрический разрез одного из порядков ($m=70$, центральная длина волны 7392 Å), эшелле-спектра диска Сатурна. Основные детали принадлежат полосам метана, CH_4 , $4\nu_1 + \nu_2$ и $3\nu_1 + 2\nu_3$. Шумовая дорожка на данном спектре практически отсутствует

Результаты испытаний спектрографа показали, что на 1-м телескопе за 60 мин. экспозиции при изображениях $1.5''$ от звезды 13.5 величины в полосе V на длине волны 550 нм на уровне непрерывного спектра получено значение $S/N = 10$ в расчете на элемент разрешения, который составляет 5 пикселей. Результат приведения этих данных к общим условиям представлен на рис. 2 (отмечено крестиком). Видно, что среди подобных оптоволоконных систем проникающая способность нашего спектрографа находится на достаточно высоком уровне.

Выводы

Телескопы с диаметром $D = 0.6\text{--}2$ м являются массовыми инструментами наземной оптической астрономии. Совершенствование техники регистрации сигнала и достижения оптических технологий позволяют сегодня использовать эти инструменты для широкого круга задач, в том числе и для наблюдений звезд с высоким спектральным разрешением. При этом основным средством становятся спектрографы скрещенной дисперсии, где пространственное разведение высоких спектральных порядков обеспечивается вторым диспергирующим элементом. Оптоволоконное сочетание телескопа и спектрографа позволяет применять крупногабаритные оптико-механические конструкции, в том числе и схему белого зрачка, последнее позволяет использовать эшелле с большими углами блеска. Кроме того, в конструкции, размещенной стационарно, можно увеличить диаметр коллимированного пучка вплоть до 150—200 мм, что обеспечивает большие значения широкощельности.

Внедрение крупноформатных матриц ПЗС позволяет выделить для каждого спектрального порядка большую площадь приемника, т. е. применить резатель изображения, что продвигает метод оптоволоконной эшелле-спектроскопии на телескопы большого диаметра.

Применение оптического волокна существенно снижает позиционные ошибки, связанные с рассогласованием каналов спектра звезды и спектра калибровки. Кроме того, за счет более точного учета попиксельной неоднородности чувствительности приемника, на этапе обработки гарантированно получаем дополнительный выигрыш в S/N .

Оптоволоконный спектрограф, подобный разработанному нами для 1.2-м телескопа Коуровской АО может использоваться для решения задач спектроскопии звезд до 13 зв. вел.

Работа поддержана Программой Отделения физических наук РАН, грантами РФФИ (проекты 07-02-00247-а и 09-07-00492-а), грантом Минобрнауки (Поддержка инновационных образовательных программ высших учебных заведений в рамках национального проекта «Образование»).

Список литературы

1. Копылов И. М., Стещенко Н. В. // Известия КрАО. — 1965. — Т. 33. — С. 308.
2. Schroeder D. J. An echelle spectrometer-spectrograph for astronomical use // Appl. Opt. — 1967. — Vol. 6, iss. 11. — P. 1976.
3. Hearnshaw J. B. Cassegrain echelle spectroscopy with small telescopes // Instrumentation and research programmes for small telescopes: Proceedings of the IAU Symposium, Christchurch, New Zealand, Dec. 2–6, 1985. — Vol. 118. — Dordrecht: D. Reidel Publishing Co, 1986. — P. 371.
4. Hubbard E. N., Angel J. R. P., Gresham M. S. Operation of a long fused silica fiber as a link between telescope and spectrograph // Astrophys. J. — 1979. — Vol. 229. — P. 1074.
5. Hill J. M., Angel J. R. P., Scott J. S. et al. Multiple Object Fiber Optic Spectroscopy // Instrumentation In Astronomy IV: Proc. SPIE. — Vol. 331. — 1982. — P. 279.
6. Ramsey L. W., Huenemoerder D. P. A versatile fiber coupled CCD/echelle spectrograph system // Instrumentation in astronomy VI: Proc. SPIE. — Vol. 627. — 1986. — P. 282.
7. Furenlid I., Cardona O. A CCD spectrograph with optical fiber feed // Publ. Astron. Soc. Pac. — 1988. — Vol. 100. — P. 1001–1007.
8. Felenbok P., Guerin J. Fiber Fed Spectrograph for Line Variability Studies // The Impact of Very High S/N Spectroscopy on Stellar Physics: Proceedings of the 132nd Symposium of the International Astronomical Union held in Paris, France, June 29–July 3, 1987 / Ed. by G. C. de Strobel, M. Spite: Proc. IAU Symposium. — Vol. 132. — Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1988. — P. 31.
9. Mandel H. High Resolution Spectroscopy with a Fibre-Linked Echelle-Spectrograph // The Impact of Very High S/N Spectroscopy on Stellar Physics: Proceedings of the 132nd Symposium of the International Astronomical Union held in Paris, France, June 29–July 3, 1987 / Ed. by G. C. de Strobel, M. Spite: Proc. IAU Symposium. — Vol. 132. — Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1988. — P. 9.
10. McMillan R., Perry M. L., Smith P. H., Merline W. J. The optical fiber feed of the LPL radial velocity spectrometer // Fiber Optics in Astronomy. Proceedings of the Conference, Tucson, AZ, Apr. 11–14, 1988 / Ed. by S. C. Barden: ASP Conf. Ser. — Vol. 3. — 1988. — P. 237–246.

11. *Frasca A.* — <http://w3c.ct.astro.it/sln/strumenti.html>.
12. *Kaufer A.* — <http://www.lsw.uni-heidelberg.de/projects/instrumentation/Heros/>.
13. *Slechta M., Skoda P.* 2-meter telescope devices: coude slit spectrograph and HEROS // *Publ. Astron. Inst. ASCR.* — 2002. — Vol. 90. — P. 1–4.
14. *Kershaw G. M., Hearnshaw J. B.* High precision radial velocities using an optical fibre feed // *Southern Stars.* — 1989. — Vol. 33, iss. 3. — P. 89–97.
15. *Hearnshaw J. B., Barnes S. I., Kershaw G. M. et al.* The Hercules Echelle Spectrograph at Mt. John // *Experimental Astron.* — 2002. — Vol. 13, iss. 2. — P. 59–76.
16. *Morrison N.* — <http://astro1.panet.utoledo.edu/~wwritter/telescope.html>.
17. *Strassmeier K. G., Woche M., Andersen M. I. et al.* The STELLA Robotic Observatory. II. Overview of its Scientific Instrumentation: 3rd Potsdam Thinkshop. — 2004.
18. *Raskin G., Winkel H. V.* HERMES: a high-resolution fiber-fed spectrograph for the Mercator Telescope // *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II* / Ed. by I. S. McLean, M. M. Casali: *Proc. SPIE.* — Vol. 7014. — 2008. — P. 178.
19. *Queloz D., Mayor M., Weber L. et al.* The CORALIE survey for southern extra-solar planets. I. A planet orbiting the star Gliese 86 // *Astron. Astrophys.* — 2000. — Vol. 354. — P. 99–102.
20. *Latham D. W., Andersen J., Geary J. C., Stefanik R. P.* A fiber feed for precise radial velocity work with the CfA echelle spectrographs // *Fiber Optics in Astronomy. Proceedings of the Conference, Tucson, AZ, Apr. 11-14, 1988* / Ed. by S. C. Barden: *ASP Conf. Ser.* — Vol. 3. — 1988. — P. 269–276.
21. *Brown T. M., Noyes R. W., Nisenson P. et al.* The AFOE: A spectrograph for precise Doppler studies // *Publ. Astron. Soc. Pac.* — 1994. — Vol. 106, iss. 706. — P. 1285–1297.
22. *Ingerson. T.* — <http://www.ctio.noao.edu/spectrographs/bme/-bme.html>.
23. *Kaufer A., Pasquini L.* FEROS: the new fiber-linked echelle spectrograph for the ESO 1.52-m telescope // *Optical Astronomical Instrumentation* / Ed. by S. D’Odorico: *Proc. SPIE.* — Vol. 3355. — 1998. — P. 844–854.

24. *Bouchy F., P. Conne and J. L. B.* A New Spectrograph Dedicated to Precise Stellar Radial Velocities // IAU Colloquium 170, Precise stellar radial velocities / Ed. by J. B. Hearnshaw, C. D. Scarfe: ASP Conf. Ser. — Vol. 185. — 1999. — P. 22–28.
25. *Kamper K. W.* Fiber-linked spectroscopy at David Dunlap Observatory // Fiber Optics in Astronomy. Proceedings of the Conference, Tucson, AZ, Apr. 11–14, 1988 / Ed. by S. C. Barden: ASP Conf. Ser. — Vol. 3. — 1988. — P. 277–281.
26. <http://www.sao.ac.za/facilities/instrumentation/giraffe/introduction/>.
27. *Baranne A., Queloz D., Mayor M. et al.* ELODIE: A spectrograph for accurate radial velocity measurements // Astron. and Astrophys. Suppl. — 1996. — Vol. 119. — P. 373–390.
28. *Perruchot S., Kohler D., Bouchy F., et al.* The SOPHIE spectrograph: design and technical key-points for high throughput and high stability // Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II / Ed. by I. S. McLean, M. M. Casali: Proc. SPIE. — Vol. 7014. — 2008. — P. 17.
29. *Baudrand J., Bohm T.* MUSICOS — A fiber-fed spectrograph for multi-site observations // Astron. Astrophys. — 1992. — Vol. 259, iss. 2. — P. 711–719.
30. *Hildebrandt G., Scholz G., Woche M. et al.* — http://www.aip.de/groups/sternphysik/stp/traficos_neu.html.
31. *Donati. J.-F.* — <http://www.ast.obs-mip.fr/projets/narval/v1/>.
32. *Pfeiffer M. J., Frank C., Baumüller D. et al.* FOCES — a fibre optics Cassegrain Echelle spectrograph // Astron. and Astrophys. Suppl. — 1998. — Vol. 130. — P. 381–393.
33. *Telting J.* — <http://www.not.iac.es/instruments/fes/>. — 2010.
34. *Enard D., Lund. G.* Fiber Optics at ESO — Part One — Coupling of the CES with the 3.6-m Telescope Using a 40-m Fiber Link // The Messenger. — 1983. — Vol. 31. — P. 1.
35. *Lund G., Ferlet R.* Progress in High Resolution Spectroscopy Using a Fibreoptic Coude Link // The Messenger. — 1984. — Vol. 36. — P. 2.
36. *Kurster M.* Performance of CES 3.6-m Fibre Link and Image Slicers // The Messenger. — 1998. — Vol. 94. — P. 12.

37. *Pepe F., Mayor M., Delabre B. et al.* HARPS: a new high-resolution spectrograph for the search of extrasolar planets // Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors / Ed. by I. Masanori, A. F. Moorwood: Proc. SPIE. — Vol. 4008. — 2000. — P. 582–592.
38. *Baudrand J., Vitry R.* Fiber feed for the CFHT Gecko spectrograph // Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors / Ed. by I. Masanori, A. F. Moorwood: Proc. SPIE. — Vol. 4008. — 2000. — P. 182–193.
39. *Donati J.-F.* ESPaDOnS: An Echelle SpectroPolarimetric Device for the Observation of Stars at CFHT // Solar Polarization 3 / Ed. by J. T. Bueno, J. S. Almeida: ASP Conf. Ser. — Vol. 307. — 2003.
40. *Olsen. K.* — <http://www.ctio.noao.edu/spectrographs/hydra/hydra.html>. — 2001.
41. *Zhu Y., Wu X., Wang L., Luo Q.* High-resolution spectrograph with R4 echelle for LAMOST // Ground-based Instrumentation for Astronomy / Ed. by A. F. M. Moorwood, I. Masanori: Proc. SPIE. — Vol. 5492. — 2004. — P. 401–409.
42. *Libbrecht K. G., Peri M. L.* A fiber-fed echelle spectrograph for the hale 5-m telescope // Publ. Astron. Soc. Pac. — 1995. — Vol. 107. — P. 62.
43. *Чунтонов Г. А.* Оптоволоконный магнитометр первичного фокуса БТА на основе подвешенного эшелльного спектрографа // Астрофиз. бюлл. — 2010. — Т. 65. — С. 100–105.
44. *Szentgyorgyi A., Cheimets P., Eng R. et al.* Hectoechelle: a multi-object echelle spectrograph for the converted MMT. // Optical Astronomical Instrumentation / Ed. by S. D’Odorico: Proc. SPIE. — Vol. 3355. — 1998. — P. 242–252.
45. *Pasquini L., Avila G., E.Allaert, et al.* FLAMES: a multi-object fiber facility for the VLT // Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors / Ed. by I. Masanori, A. F. Moorwood: Proc. SPIE. — Vol. 4008. — 2000. — P. 129–140.
46. *Pasquini L., Avila G., Blecha A., et al.* Installation and commissioning of FLAMES, the VLT Multifibre Facility // The Messenger. — 2002. — Vol. 110. — P. 1–9.
47. *Margheim S. J.* bHROS: The High-Resolution Spectrograph at Gemini South // Precision Spectroscopy in Astrophysics / Ed. by N. C. Santos, L. Pasquini, A. C. M. Correia, M. Romaniello:

- Proceedings of the ESO/Lisbon/Aveiro Conference held in Aveiro, Portugal, 11–15 September 2006. — Garching, Germany: Springer, 2008. — P. 297–298.
48. *Tull R. G.* High-resolution fiber-coupled spectrograph of the Hobby-Eberly Telescope // Optical Astronomical Instrumentation / Ed. by S. D’Odorico: Proc. SPIE. — Vol. 3355. — 1998. — P. 387–398.
 49. *Barnes S. I., Cottrell P. L., Albrow M. D., et al.* The optical design of the Southern African Large Telescope high resolution spectrograph: SALT HRS // Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II / Ed. by I. S. McLean, M. M. Casali: Proc. SPIE. — Vol. 7014. — 2008. — P. 18.
 50. *Клочкова В. Г., Ермаков С. В., Панчук В. Е. и др.* Спектральный комплекс фокуса Нэсмита 6-м телескопа БТА. II. Позиционные и фотометрические характеристики эшелле-спектрографа с большим диаметром коллимированного пучка // Препринт CAO. — 1999. — Т. 137. — С. 1–15.
 51. *Nelson G. W.* Introduction to Fiber Optics // Fiber Optics in Astronomy. Proceedings of the Conference, Tucson, AZ, Apr. 11–14, 1988 / Ed. by S. C. Barden: ASP Conf. Ser. — Vol. 3. — 1988. — P. 2.
 52. *Ramsey L. W.* Focal ratio degradation in optical fibers of astronomical interest // Fiber Optics in Astronomy. Proceedings of the Conference, Tucson, AZ, Apr. 11–14, 1988 / Ed. by S. C. Barden: ASP Conf. Ser. — Vol. 3. — 1988. — P. 26–39.
 53. *Heacox W. D.* Introduction to Fiber Optics // Fiber Optics in Astronomy. Proceedings of the Conference, Tucson, AZ, Apr. 11–14, 1988 / Ed. by S. C. Barden: ASP Conf. Ser. — Vol. 3. — 1988. — P. 204–235.
 54. *Grundmann W. A., Moore F. A., Richardson E. H.* CFHT f/4 coude echelle spectrograph, 316 g/mm 30 CM mosaic grating // Instrumentation in astronomy VII; Proceedings of the Meeting, Tucson, AZ, Feb. 13–17, 1990: Proc. SPIE. — Vol. 1235. — 1990. — P. 577–586.
 55. *Brown T. M.* Wide-field f/3.5 Rosin camera. // Appl. Opt. — 1992. — Vol. 31. — P. 2314.
 56. *Клочкова В. Г., Панчук В. Е., Юшкин М. В., Насонов Д. С.* Измерения лучевых скоростей на звездных спектрографах БТА // Астрофиз. бюлл. — 2008. — Т. 63. — С. 410–418.

57. *Bagnuolo W. G., Furenlid I. K., Gies D. R. et al.* The multi-telescope telescope — A cost-effective approach to fiber-fed spectroscopy // Publ. Astron. Soc. Pac. — 1990. — Vol. 102. — P. 604.
58. *Baranne A., Duchesne M.* Le spectrographe coude «ECHÉLÉ.C. 152» (Montage a pupille blanche pour camera electronique) // Proc. ESO-CERN Conference on Auxiliary Instrumentation for Large Telescopes / Ed. by S. Lautsen, A. Reiz. — 1972. — P. 241–245.
59. *Bouchy F., Connes P.* Autoguider locked on a fiber input for precision stellar radial velocities // Astron. and Astrophys. Suppl. — 1999. — Vol. 136. — P. 193–204.
60. *Иванов А. А., Панчук В. Е., Шергин В. С.* Спектральный комплекс фокуса Нэсмита 6-м телескопа БТА. VIII. Локальный корректор положения звезды // Препринт САО. — 2001. — Т. 155. — С. 1–19.
61. *Панчук В. Е., Якопов М. В.* Стабилизация изображения на входе астрономического спектрографа.: Сборник «Физико-математические науки в СГУ». — Ставрополь: 2005. — С. 39–41.

ОРИЕНТАЦИЯ И НАВИГАЦИЯ В КОСМОСЕ — НОВЫЕ МЕТОДЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ

В процессе управления космическим аппаратом (КА) постоянно приходится определять его ориентацию и заниматься навигацией. Ориентация в пространстве — определение направления осей КА относительно осей некоторой системы координат. Навигация — определением пространственного положения КА в этой системе координат.

Системы ориентации и навигации присутствовали на всех КА, начиная с первых спутников. В последнее время методы ориентации и навигации существенно меняются, это связано как с возникновением новых потребностей в космической отрасли, так и с появлением новых идей.

Ориентация КА в пространстве

Различают два способа ориентации: относительно инерциальной системы координат и относительно определенных космических объектов. Рассмотрим каждую из этих задач.

Ориентация относительно инерциальной системы координат

Для получения этой информации сегодня чаще всего используются инерциальные системы ориентации. Эти системы основаны на гироскопах различных типов. Механические гироскопы сохраняют направление своей оси вращения, гироскопы других типов (лазерные, оптоволоконные, микромеханические) определяют скорость вращения вокруг заданной оси. Гироскопы новых типов гораздо компактнее и легче механических, однако механические все еще точнее.

Другой способ — использование звездного датчика ориентации (ЗД). Современные ЗД фотографируют участок неба, выделяют на нем звезды, отождествляют их с объектами, содержащимися в бортовом каталоге датчика. На основе этого сравнения определяются координаты центра поля зрения ЗД и поворот прибора относительно

оси визирования. Для ЗД звезды являются бесконечно удаленными объектами, положение которых в инерциальной системе координат не меняются, т. е. ориентация относительно очень далеких объектов дает информацию об ориентации в инерциальной системе координат. На этом же принципе основано построение инерциальной системы координат в астрономии (ICRS), принятое сегодня IAU, только в качестве опорных объектов используются «еще более удаленные» квазары.

Неустрашимым недостатком инерциальных систем ориентации является так называемый «уход осей», вызывается воздействием случайных и плохо предсказуемых факторов на гироскопы. Этот недостаток присущ гироскопам всех типов. В механических гироскопах уход вызывается в основном случайными силами в подшипниках подвесок. Величину ухода невозможно точно предсказать, хотя достаточно легко оценить, если имеются несколько гироскопов. В гироскопах других типов причины, вызывающие уход осей, иные, но они приводят к тому же результату.

Уход осей растет со временем, обычно пропорционально \sqrt{t} , и через некоторое время погрешность выдаваемых системой ориентации данных становится неприемлемо большой. Для ее устранения в инерциальных системах навигации непрерывного функционирования периодически проводят так называемую процедуру сверки показаний системы ориентации, с показаниями вспомогательного ЗД.

Причины выбора такой схемы — основная инерциальная системы навигации и вспомогательный ЗД — были историческими. Долгое время ЗД определяли ориентацию заметно хуже и менее стабильно, чем гироскопические системы. Кроме того, до того, как в ЗД начали использоваться ПЗС-матрицы, ориентация осуществлялась по заранее определенным звездам, что требовало наведения прибора на них. А наличие подвижных частей снижало надежность и гарантированный срок функционирования датчика.

Сегодня эти причины больше не действуют. Типичные гироскопические системы навигации, использующиеся сегодня в космической технике, обладают погрешностями порядка $1''$. Погрешности наиболее точных механических гироскопов составляют $0.01''$, но такие системы мало пригодны для использования в космосе из-за большой массы и подверженности механическим воздействиям. Погрешности лучших современных серийных ЗД также составляют несколько угловых секунд.

ЗД, основанные на ПЗС- или КМОП-матрицах, не содержат подвижных частей, поэтому их надежность выше, чем у механических гироскопов, и не уступает надежности оптических или твердотельных. Поэтому сегодня выбор между инерциальной и звездной системами ориентации становится более равноправным и определяется другими их свойствами, не только точностью.

Использование ЗД в качестве системы ориентации имеет свои особенности.

Гироскопы инерциальной системы ориентации запускаются еще на Земле, перед запуском КА. Поэтому инерциальная система ориентации функционирует уже на этапе вывода КА на орбиту, а после вывода на штатную орбиту оказывается в состоянии полной готовности. ЗД не может функционировать перед запуском или во время вывода КА на орбиту — на этих стадиях ЗД закрыт обтекателем ракетополетителя. Поэтому к моменту выхода на штатную орбиту ЗД должен сначала определить свою ориентацию. В наихудшем случае, когда отсутствует какая-либо априорная информация о начальной ориентации, ЗД должен провести сравнение полученного им кадра неба со всем бортовым каталогом навигационных звезд. Это наиболее трудоемкая процедура среди всех алгоритмов, исполняемых процессором ЗД.

Другой особенностью ЗД является их чувствительность к солнечной засветке. Если Солнце попадает непосредственно в поле зрения ЗД, то прибор перестает функционировать, так как становится невозможным регистрировать звезды на фоне рассеянного солнечного излучения. То же самое происходит, когда Солнце находится вне поля зрения ЗД, но вблизи от его границ. Пределы зоны засветки зависят от эффективности блендов ЗД. Например, для ЗД БОКЗ-М (ИКИ), эта ширина этой зоны равна 13° .

Еще одной особенностью ЗД является его чувствительность к вращению КА. Наилучшим образом ЗД работает при низких скоростях вращения, когда за время экспозиции изображение звезды не выходит за пределы пикселя. При (умеренно) быстром вращении изображения звезд смазываются на несколько пикселей, что снижает отношения сигнала к шуму и затрудняет выделение изображений звезд в кадре. При очень быстром вращении звезда за время экспозиции пересекает все поле зрения, регистрация таких изображений звезд наиболее сложна. Вращение КА с такими угловыми скоростями на инерциальных системах ориентации сказывается гораздо слабее.

Новые требования к системам звездной ориентации и их достижение

Потребности современных космических экспериментов, а также проектов в области метеорологии, картографии, ДЗЗ и ККП, предъявляют новые высокие к ориентации КА относительно инерциальной системы координат. Эти требования одинаковы как для инерциальных, так и для звездных систем. Но поскольку гироскопические системы не являются областью нашей компетенции, в этом подразделе рассматриваются только требования к современным ЗД.

Наиболее точные современные серийные ЗД определяют ориентацию с погрешностью порядка 3–4'', разрабатываются модели, в которых она снижена до 1''. Такие ЗД выдают информацию об ориентации не чаще 1 раза в секунду. Функционирование ЗД нарушается, если скорость вращения КА превышает несколько градусов в секунду. Обзор характеристик современных ЗД см. в [1].

Кроме того, желательно, чтобы ЗД был как можно менее подвержен солнечной засветке.

Откуда берутся такие требования? Если мы занимаемся картографированием Земли с геостационарной орбиты, то 1'' соответствует примерно 200 м на поверхности. Требования к разрешению гео- и метеоснимков сегодня уже более высоки, а привязка к системе координат должна производиться с точностью не худшей, чем разрешение кадров.

Частота опроса ЗД зависит от поведения КА. Причем здесь более важную роль играет не скорость вращения КА, а ее «гладкость». Например, КА равномерно вращающийся со скоростью один оборот за десять секунд требует более низкой частоты опроса, чем МКС, нерегулярно колеблющаяся из-за различных процессов жизнедеятельности на ее борту.

Возможность создания и характеристики ЗД с погрешностью ориентации 0.1'' и одновременно с высокой частотой опроса была показана в работе [2]. Принципы создания высокоточных ЗД, сохраняющих свою функциональность при быстром вращении КА, обсуждались в [3].

Отдельной и достаточно серьезной технической проблемой для высокоточных датчиков ориентации (любого типа) является перенос их показаний на другие устройства КА (телескопы, объективы, антенны и прочие). В данном обзоре мы не будем касаться этого вопроса.

Для восстановления начальной (или потерянной) ориентации ЗД за приемлемое время необходимо снабдить достаточно мощным процессором. Заметный выигрыш в скорости может дать выбор быстрого алгоритма отождествления звезд в кадре с бортовым каталогом ЗД и правильная структурная для хранения данных этого каталога.

Однако еще больший выигрыш скорости выполнения этой процедуры дает создание комплексных систем, получающих априорную информацию об ориентации КА с более низкой точностью. Как варианты можно рассмотреть включение в состав автономного ЗД компактного (оптического или микромеханического) гироскопа, или широкоугольного ЗД низкой точности. Широкоугольный ЗД использует для определения ориентации наиболее яркие звезды, делает это с низкой точностью, но быстро.

Решение проблемы солнечной засветки ЗД возможно двумя способами: создание ЗД с несколькими оптическими системами и фотоприемниками. Разная ориентация оптических осей этих систем позволяет добиться того, чтобы как минимум две из них не освещались Солнцем при любой ориентации КА.

Другой путь — создание так называемого «солнечно—слепого», т. е. не чувствительного к излучению Солнца, ЗД. Это достигается переносом рабочей полосы ЗД в ультрафиолетовую область, на длины волн короче 200 нм. В этом диапазоне излучение Солнца резко падает, а звезды все еще имеются.

Еще один вариант — создание комплексной системы, включающей в себя несколько ЗД и высокоточный солнечный датчик. При засветке ЗД вместо их данных используется информация о положении Солнца, которая предсказывается на любой момент времени с высокой точностью.

Ориентация относительно небесных тел

Определение ориентации относительно небесных тел сводится к определению направлений на их центры в системе координат связанной с соответствующим датчиком ориентации и переноса этого направления в систему координат связанную с КА.

Космическими телами, представляющими интерес для ориентации, являются:

- Солнце;
- Земля;
- другие планеты Солнечной системы и их крупные спутники.

Определение направления на Солнце

Солнце является самым ярким космическим источником излучения в пределах Солнечной системы. Солнечные батареи на КА необходимо разворачивать в сторону Солнца, а научную аппаратуру, наоборот, прятать от него.

Для решения этих задач датчик Солнца может иметь низкую точность (градусы), но широкое поле зрения, чтобы Солнце практически всегда попадало в него.

У наиболее точных современных солнечных датчиков погрешность определения направления на центр Солнца составляет несколько угловых минут, а размеры поля зрения достигают $60 \times 180^\circ$.

Если снизить погрешность солнечного датчика ориентации до нескольких угловых секунд, то его можно будет использовать вместо или вместе с ЗД (например, при ослеплении последних Солнцем). Помимо этого комбинация высокоточных звездных и солнечных датчиков ориентации может быть использована в автономных системах навигации (см. ниже).

Проблема определения направления на центр Солнца с высокой точностью заключается в том, что угловой размер солнечного диска составляет $30'$, т. е. очень малую величину по сравнению с полусферой 180° . На матрице размером 1024×1024 , которая охватывает половину небесной сферы, Солнце будет занимать 3×3 пикселя, откуда вытекает низкая точность определения его центра.

Можно легко повысить точность солнечного датчика, уменьшив ширину его поля зрения. Однако при этом возникает проблема: Солнце большую часть времени не будет в это поле зрения попадать. Можно сделать оптическую головку прибора подвижной, отслеживающей положение Солнца, но это снизит надежность датчика. Можно использовать одновременно несколько датчиков, поля зрения которых соседствуют, но это существенно увеличит стоимость всей конструкции.

Определение направления на центр Земли или другой планеты

Для космического аппарата обращающегося вокруг Земли важно знать направление на ее центр. Если существенным является только вопрос о том, чтобы земля не закрывала (не попадала в) поле зрения прибора, установленного на КА, то точности порядка градуса оказывается вполне достаточно. Если же объектом исследования

является поверхность Земли (например, один из видов ДЗЗ), то для координатной привязки изображений поверхности нужна существенно более высокая точность: с низких орбит она составляет единицы минут дуги, а с геостационарных — угловые секунды.

Определение направления на центр Земли выполняют так называемые датчики «геовертикали» (или «геогоризонта»). Большинство современных датчиков этого типа основаны на регистрации инфракрасного излучения Земли. В одних типах приборов установлены пары ИК-датчиков, разность сигналов от которых обращается в ноль, когда они располагаются симметрично относительно направления на центр Земли.

Другой вариант определения геовертикали — сканирование диска Земли узкопольным ИК-приемником. Когда он направлен на Землю — фиксируется ненулевой сигнал, когда мимо земли (т. е. в космическое пространство) — сигнала нет. Этот способ позволяет определить границы диска Земли, а по ним — направление на ее центр.

Оба способа имеют большую погрешность, от градусов на низких орбитах, до десятков угловых минут на геостационарных.

Нами предложен существенно более точный способ определения этого направления, основанный на измерении градиентов рассеянного солнечного излучения в атмосфере Земли (в лимбе) [4]. Ожидаемая точность этого метода порядка $10''$.

Отдельной проблемой для всех методов определения геовертиками является большой угловой размер Земли, который составляет почти 20° для геостационарной орбиты и доходит до 110° на низких орбитах.

При исследовании Луны или других планет и спутников Солнечной системы требуется определение направления на центр соответствующего космического тела.

Навигация КА

Все КА в зависимости от решаемых или задач можно разделить на три категории по точности необходимой им навигационной информации: те, которые не используют навигационную информацию, использующие информацию низкой точности и нуждающиеся в высокоточной навигации. Такая информация может требоваться КА постоянно или только в некоторые периоды времени.

Сегодня большинство околоземных КА, нуждающихся в высокоточной навигационной информации, получают ее с Земли. Методами получения такой информации служат классические наземные астрометрические наблюдения объектов в видимом диапазоне (на фоне звезд), радиолокация и лазерная локация КА. Для ее получения в различных странах, с том числе в России, созданы специальные сети наблюдательных пунктов и службы. Однако, производительность подобных сетей ограничена. Резкий рост количества КА на орбитах вокруг Земли не позволяет определять орбиты их всех, что необходимо для полноценного снабжения КА навигационными данными.

Также большую трудность представляет получение с Земли высокоточных данных для межпланетных КА. Сложность проведения измерений быстро растет с удалением КА от Земли.

Указанное положение дел приводит к заключению о необходимости получения навигационных данных непосредственно на борту КА. Одно из возможных решения этой проблемы — использование систем глобального позиционирования — подобных GPS или ГЛОНАСС. Достоинствами таких систем являются:

- высокая точность измерений положения;
- простота и отработанность приемной аппаратуры;
- приемлемые для использования в КА массогабаритные характеристики.

Исходно системы были рассчитаны на использование на и вблизи поверхности Земли. Современные специальные разработки позволяют использовать системы GPS/ГЛОНАСС на околоземных орбитах вплоть до пояса геостационарных спутников. Однако использование этой системы опирается на внешнюю глобальную инфраструктуру — группировку специализированных КА, которая может быть ограничена по точности, отключена, ликвидирована и так далее. Кроме того, на расстоянии в несколько десятков тысяч километров от Земли она перестает функционировать. Из рассмотренного следует вывод, что в межпланетном пространстве, на далеких околоземных орбитах необходимо использовать автономные системы навигации, опирающиеся только на данные, имеющиеся на борту КА или получаемые собственными средствами КА. Такие же системы необходимы КА повышенной надежности и скрытности.

В следующих разделах рассмотрены несколько вариантов автономных систем навигации.

Автономное определение траектории КА в Солнечной системе

Метод определения траектории позволяет по серии однотипных измерений, каждое из которых *не определяет положения* КА в пространстве внутри Солнечной системы найти его траекторию. При этом не используются внешние источники информации или ориентиры за исключением естественных.

Каждое измерение в рассматриваемом методе состоит из одновременного определения ориентации КА в пространстве относительно инерциальной системы координат и направления на центр Солнца. Объединение этих измерений позволяет определить координаты вектора КА—центр Солнца в той, системе координат относительно которой определяется ориентация КА. Этот вектор указывает видимое положение центра солнечного диска для наблюдателя связанного с КА, а противоположный ему вектор указывает видимое положение КА при наблюдении из центра Солнца. После получения не менее трех видимых положений КА можно определить его невозмущенную баллистическую (Кеплерову) траекторию КА вокруг Солнца по методу Гаусса или Лапласа [5]. Большее число наблюдений позволяет не только определить параметры орбиты КА, но и оценить погрешности их значений методом наименьших квадратов. При еще большей серии измерений можно определять возмущения траектории КА.

Вместо одновременных наблюдений можно проводить поочередные определения ориентации КА и направления на Солнце. Пары «одновременных» измерений получаются из такой последовательности путем интерполяции одного вида наблюдений на момент проведения другого.

Автономное определение траектории КА вблизи больших планет

Для ориентации в окрестностях какой-либо из планет Солнечной системы можно применить метод, аналогичный рассмотренному в предыдущем разделе методу ориентации в Солнечной системе. Отличие заключается в использовании датчика направления на центр планеты (локальной вертикали) вместо солнечного датчика. Каждое измерение в рассматриваемом методе состоит из одновременного определения ориентации КА в пространстве относительно инерциальной СК и направления на центр планеты.

Для успешного функционирования описываемой системы точность определения направления на центр планеты должна быть не хуже одной угловой секунды. Навигация по планетам и малым телам Солнечной системы

Принципы навигации по телам Солнечной системы

В основу навигации по телам Солнечной системы заложено определение их видимого положения на небесной сфере относительно звезд. Подобное наблюдение может быть выполнено с помощью телескопа или звездного датчика ориентации с матричным фотоприемником (ПЗС- или КМОП-матрицей).

Если мы с достаточной точностью знаем момент времени, в который проводилось измерение и можем рассчитать на этот момент положение наблюдаемого объекта, то наблюдение позволяет определить в пространстве луч, на котором находился КА с которого велись наблюдения. Два одновременных наблюдения такого типа определяют в пространстве два луча на пересечении которых располагается КА с которого проводились наблюдения. Таким образом, система ориентации по телам Солнечной системы должна состоять из следующих компонентов:

- два или более телескопа или звездных датчика;
- точные бортовые часы;
- каталог объектов солнечной системы с моделями их движения;
- астрометрический каталог звезд (с координатами на небесной сфере).

Точности приборов и каталогов должны быть соизмеримы, так как погрешность навигации будет определяться наименее точной компонентой.

Выбор опорных объектов Солнечной системы для навигации

При выборе списка объектов для такой навигационной системы возможны два подхода:

- ориентация по планетам, их спутникам и некоторым наиболее крупным астероидам;
- ориентации по малым телам солнечной системы из главного пояса астероидов.

Каждый из этих методов имеет свои достоинства и недостатки. К достоинствам использования больших планет и их спутников в качестве опорных навигационных объектов относится высокая точность теорий их движения, позволяющая точно предсказывать положения объектов в любой момент времени. К недостаткам:

- высокая яркость планет и спутников по сравнению с навигационными звездами, которая существенно превышает динамический диапазон матричных приемников излучения;
- влияние частичной освещенности диска планеты (фазового угла Солнца) на определение координат ее центра;
- влияние изменений альбедо поверхности или облачного слоя планеты на определение координат ее центра;
- влияние фона рассеянного излучения планеты на определение координат ее спутников;
- работа по избранному списку планет требует поворотного телескопа (звездного датчика) или изменения ориентации КА в целом.

Малые тела Солнечной системы в качестве опорных навигационных объектов имеют следующие достоинства:

- большое количество объектов — в поле зрения в 1 квадратный градус, исключая полюса эклиптики, всегда содержится несколько астероидов; это позволяет:
 - использовать неподвижную (жесткую) конструкцию для телескопов или звездных датчиков;
 - проводить усреднение по многим объектам для повышения точности навигации;
- блеск астероидов такой же, как у навигационных звезд;
- из-за малых линейных размеров астероидов влияние фазового угла Солнца и переменности альбедо их поверхности мало.

К недостаткам малых тел Солнечной системы следует отнести:

- низкую точность предсказания их положений;
- возможность функционирования только в пределах орбиты Сатурна—Урана; на более далеких расстояниях астероиды становятся слишком слабыми объектами.

Обе системы позволяют использовать для навигации один телескоп (звездный датчик). При этом вместо одновременных наблюдений проводятся пары или серии последовательных наблюдений выбранных объектов, расположенных достаточно далеко друг от друга на небе. При каждом наведении фиксируются положения объекта и момент наблюдения. Такой метод измерений позволяет определить координаты КА, но точность его ниже, чем при одновременных измерениях пар объектов, также возможно появление дополнительных систематических ошибок.

Автономная система определения скорости КА

Комбинации нескольких высокоточных датчиков ориентации позволяет получать приборы, обладающие совершенно новыми свойствами. Выше были описаны автономные системы определения траекторий КА в космическом пространстве или вблизи планет. Комбинация трех высокоточных звездных датчиков ориентации позволяет создать автономную систему определения скорости КА относительно Солнца действующую на удалении в сотни тысяч астрономических единиц.

Действие этой системы основано на эффекте абберации света. Скорость света конечна, что приводит к смещению наблюдаемых положений звезд в сторону движения КА по отношению к положениям этих же звезд в неподвижной системе отсчета. Величина смещения пропорциональна скорости и для скорости 1 км/с составляет $0.67''$.

Система определения скорости состоит из трех ЗД с погрешностями менее секунды дуги. Поля зрения ЗД удалены друг от друга на десятки градусов.

Определение скорости КА выполняется следующим образом.

- Каждый ЗД определяет видимые координаты звезд из бортового каталога звезд (БКЗ) в своем поле зрения.
- По звездам определяются видимые координаты центра поля зрения для каждого ЗД.
- Вычисляются видимые угловые расстояния между центрами полей зрения ЗД.
- Значения видимых угловых расстояний между центрами полей зрения ЗД сравниваются с известными углами между осями визирования ЗД. Из этих данных определяются:

- смещение (направление и величина) наблюдаемых положений звезд в поле зрения каждого ЗД;
- вектор скорости КА в системе отсчета, в которой даны координаты звезд БКЗ.

Для измерения углов между осями визирования с секундными точностями используется высокоточная внутренняя метрологическая система. Ее точность должна быть сравнима с точностью ЗД.

Система отсчета, в которой заданы координаты звезд в бортовых каталогах ЗД, и относительно которой измеряется скорость, обычно привязана к барицентру Солнечной системы.

Точность определения скорости

Погрешности определения скоростей определяются точностью угловых измерений используемых в системе ЗД и точностью измерения углов между их осями с помощью внутренней метрологической систем. Будем предполагать, что их погрешности одинаковы — это оптимальный случай. Случайная погрешность измерения пространственной скорости будет составлять примерно 1 км/с для ЗД с погрешностью $\varepsilon = 1''$, 100 м/с для $\varepsilon = 0.1''$ и 10 м/с для $\varepsilon = 0.01''$.

Космические аналоги систем глобальной навигации

В настоящее время действуют или близки к вводу в эксплуатацию несколько глобальных спутниковых систем навигации — действующие GPS (США), ГЛОНАСС (Россия) и разрабатываемые «Galileo» (Европа), «Beidou» (Китай). Появление подобных систем, первой из которых была GPS, показало, что возможен совершенно иной уровень навигационного обеспечения, что к настоящему моменту привело к изменению множества технологий. ГССН обладают целым рядом характеристик, которыми не обладали все использовавшиеся ранее методы навигации:

- высокая точность (не хуже нескольких метров, доводимая при необходимости до сантиметров);
- привязка измерений к абсолютной системе координат;
- автономность приемной аппаратуры (не требуются устройства связи или передатчики);
- широкая территориальная доступность;

- дешевизна и компактность пользовательской аппаратуры.

Потребность в автономной или полуавтономной высокоточной и широкодоступной системе навигации для КА сегодня очень велика. Практикуемое до сегодняшнего дня определение положений КА с Земли, практически исчерпало свои возможности.

Первые GPS-приемники могли работать только при очень низких скоростях движения — практически они должны были покоиться на поверхности Земли. Скорость автомобиля, а тем более самолета, нарушала их функционирование. Однако это не было принципиальным недостатком системы, а только недоработками программного обеспечения приемников. Современные датчики глобального позиционирования вполне работоспособны на борту КА околоземной спутниковой группировки.

Здесь мы, однако, встречаемся уже с принципиальными ограничениями, присущими всем перечисленным выше системам глобального позиционирования. Они ориентированы на использование на поверхности Земли или вблизи нее. Технические ухищрения (повышение чувствительности, использование больших или направленных антенн и тому подобное) которые позволяют использовать их в КА околоземных орбитах, в предельном случае — внутри области геостационарных орбит.

Принцип функционирования системы глобального позиционирования заключается в следующем. В пространстве (вокруг Земли) располагаются несколько источников периодических сигналов, которые регистрируются приемником. Зная положения источников сигналов, а также их частоту и фазу, мы можем определить пространственное положение приемника.

Крайне интересно было бы построить аналог системы глобального позиционирования в космосе. В решении этой задачи можно идти двумя путями: использовать в качестве источников сигналов естественные космические объекты, либо строить активную систему навигации в космосе.

Пульсарная навигация

Такие объекты есть — это пульсары: рентгеновские и радио. Пульсары являются природными «трансляторами» периодических сигналов, аналогичных передатчикам систем GPS/ГЛОНАСС. Кроме того, в силу своей удаленности, пульсары обеспечивают надежную пространственную привязку.

Радиопульсар является быстровращающейся нейтронной звездой со сверхсильным магнитным полем. Его радиоизлучение вызывается процессами ускорения частиц во вращающемся магнитном поле. Большая часть радиопульсаров — одиночные, но встречаются и двойные. Сегодня известно почти 2000 радиопульсаров.

Рентгеновские пульсары — нейтронные звезды входящие в состав тесных двойных систем. Их излучение вызывается процессами аккреции вещества второго компаньона на поверхность нейтронной звезды. Периодичность излучения вызывается осевым вращением нейтронной звезды, а его пульсирующий характер — канализацией падающего вещества сильным магнитным полем.

Высокая стабильность периодов пульсаров связана с огромным моментом инерции нейтронной звезды: ее типичная масса порядка 1.4 солнечной, а радиус — около 10 км.

Принципы пульсарной навигации

Пульсар генерирует стабильный периодический сигнал, который с высоким временным разрешением регистрируется детекторами на КА. Если одновременно измерить сигналы от нескольких пульсаров, то, зная их точные положения на небе и табличные параметры сигналов (периоды и фазы), КА может автономно определить свое положение, без использования дополнительной информации от наземных станций или других КА. Благодаря эффекту Доплера — смещению частоты периодического сигнала в зависимости от приближения или удаления источника сигнала — можно также восстановить вектор скорости КА. Для ряда пульсаров с высокой точностью измерены значения периодов пульсаций и скорость их изменения (первые производные и производные более высоких порядков). Поэтому, измеряя с надлежащей точностью текущее значение периода пульсаций, можно автономно восстановить и абсолютную привязку по времени.

Рентгеновские и радиопульсары расположены на значительных расстояниях от Солнечной системы, от 1 до 20 кпк. Поэтому с достаточной точностью можно считать, что в пределах Солнечной системы излучение пульсара представляет собой плоскую волну. Таким образом, по Солнечной системе проходит плоская волна, причем в каждой точке пространства можно заранее вычислить, в какой момент ожидается приход максимума рентгеновского или радио импульса от конкретного пульсара. Имея табличные значения ожидаемого момента прихода импульса пульсара в данной точке про-

странства и сравнив их с экспериментально измеренным значением, можно определить, насколько КА смещен вдоль направления на излучаемый пульсар.

Три пульсара, не лежащие на одном большом круге небесной сферы (т. е. не лежащие в одной плоскости с Солнцем), реализуют декартову систему координат. Измерив смещение сигналов трех пульсаров, можно восстановить трехмерное положение КА. Чем ближе направления на эти пульсары к ортогональным, тем точнее определяются координаты.

Сначала находятся ожидаемые частоты прихода импульсов от пульсара и их периоды на момент измерений для наблюдателя покоящегося относительно барицентра Солнечной системы. Частота определяется по следующей формуле:

$$f(t) = f_0 + \dot{f}(t - t_0) + \frac{1}{2}\ddot{f}(t - t_0)^2 + O^3(t - t_0).$$

Затем находятся наблюдаемые с борта КА периоды пульсаров. В общем случае они будут отличаться от ожидаемых значений, рассчитанных для наблюдателя расположенного в барицентре Солнечной системы. Эти отличия вызываются эффектом Доплера и позволяют определить скорость КА относительно барицентра Солнечной системы. После этого определяется смещение положения импульса пульсара (пространственная фаза) относительно ожидаемого табличного значения, определяемого по следующей формуле:

$$\Phi(t) = \Phi_0 + f_0(t - t_0) + \frac{1}{2}\dot{f}(t - t_0)^2 + \frac{1}{6}\ddot{f}(t - t_0)^3 + O^4(t - t_0).$$

Если точность определения смещения импульса пульсара относительно ожидаемого момента прихода составляет 10 мкс, бокс ошибок определения положения КА составит примерно 3 км. При регистрации излучения от большего (> 3) числа пульсаров можно уменьшить бокс ошибок определения положения КА.

Поверхности равной фазы от трех пульсаров образуют пространственную решетку — разделяют пространство на одинаковые ячейки имеющие форму параллелепипедов (в общем случае — произвольных, т. е. не прямоугольных). Типичные размеры этих ячеек — произведение периода пульсара P_i на скорость света. Для типичных пульсаров размеры будут лежать между 10^6 и 10^9 м, что не очень много по масштабам Солнечной системы, в которой характерное расстояние — 1 а. е. — расстояние от Земли до Солнца — составляет

$1.5 \cdot 10^{11}$ м. Измерение фазы пульсара позволяет определить положение КА внутри такой пространственной ячейки, но не различить соседние ячейки.

Один из способов решения этой проблемы — проведение привязки положения КА в начале сеанса работы пульсарной системы навигации к объекту с известным положением (планете, астероиду, другому КА) и последующее непрерывное отслеживание изменений координат КА.

Другой способ — определение положений КА с пульсарной системой навигации со стороны в один из моментов времени. Например, пусть пульсарная навигационная система включается в начале полета и работает непрерывно. Привязка производится путем определения координат КА в один из начальных моментов полета с Земли или околоземных аппаратов.

Путь, не требующий привязки, — измерение сигналов более, чем от трех пульсаров. В этом случае каждая тройка пульсаров образует свою пространственную решетку, внутри ячеек которой мы определяем положение КА. Поскольку, в общем случае, периоды пульсаров не кратны друг другу, такие измерения позволяют не только определить положение КА внутри пространственной ячейки каждой из сетей и найти номера соответствующих ячеек. Единственность подобного решения ограничивается лишь точностью знания периодов пульсаров и погрешностью определения фазы прихода импульсов от них. При заданной величине погрешности можно определить область в пространстве внутри которой подобное решение будет единственным. Так использование в навигационной системе 12 пульсаров при точности определения моментов прихода импульсов 10 мкс позволяет решить однозначно определять координаты КА внутри орбиты Плутона.

Для функционирования пульсарной системы навигации по трем пульсарам на борту КА должны находиться достаточно точные и стабильные часы (или система бортового времени). Однако при наблюдении с борта КА четырех и более пульсаров появляется возможность определять как скорость и положение КА, так и поправку часов, что делает навигационную систему еще более надежной и автономной.

Так как каждый пульсар имеет свой уникальный период и уникальную форму импульса, в принципе существует возможность определить не только положение, но и ориентацию КА. Однако с этой задачей успешно справляются стандартные средства оптической

(звездной) ориентации, а определение ориентации КА по данным измерений пульсаров потребовало бы усложнения детекторов и алгоритмов обработки.

Достоинства и недостатки пульсарной навигации

К достоинствам пульсарных систем навигации относятся их естественная природа, невозможность отключить или нарушить функционирование такой системы искусственным способом, практически полная автономность и возможность работы на очень больших расстояниях от Земли. Пульсарные навигационные системы обладают высокой точностью — теоретически пространственное положение КА может быть определено с погрешностью в сотни и даже десятки метров.

К сожалению, у этих систем много недостатков и технических проблем. Наиболее существенной проблемой является слабость излучения пульсаров, а также наличие заметного фонового излучения (особенно в рентгеновском диапазоне). Для регистрации фазы проходящих импульсов с высокой точностью необходимо иметь высокое отношение сигнала к шуму.

Наблюдения радиопульсаров на Земле ведутся в основном антеннами диаметром 10—20 м с временем усреднения порядка нескольких минут. Последнее связано с тем, что индивидуальные профили импульсов радиопульсаров сильно флуктуируют, хотя средние профили вполне стабильны. Но для их получения необходимо длительное накопление. На КА антенну такого размера для целей навигации установить невозможно (по крайней мере в ближайшее время). Если же ставить антенну меньшего размера (например, 1 м, в 100 раз меньшей площади), то, во-первых, снизится уровень принимаемого сигнала, во вторых уменьшится направленность антенны, т. е. на ее вход будет поступать больше шумов. В результате длительность экспозиции возрастет до суток, и система потеряет оперативность.

Идеальным рентгеновским навигационным приемником была бы система, в которой излучение принимается от источников на всей небесной сфере одновременно. Отдельные же пульсары из этого суммарного сигнала выделяются на основе их периодичности. К сожалению, такая конструкция оказывается невозможной — для выделения периодических сигналов с необходимым временным разрешением требуемая площадь приемника рентгеновского излучения составляла бы десятки квадратных метров.

Наблюдения рентгеновских пульсаров можно вести в мягком (0.1—2 кэВ) или в так называемом «стандартном» (2—10 кэВ) диапазонах. Несмотря на то, что потоки излучения пульсаров возрастают по мере убывания энергии квантов, фоновое излучение в мягком диапазоне намного выше, чем в «стандартном». Кроме того, в этих диапазонах используются разные типы детекторов излучения: в мягком наиболее популярными являются газовые счетчики, в «стандартном» — полупроводниковые детекторы или сцинтилляторы.

Для того, чтобы в мягком рентгеновском диапазоне сигнал от пульсара превышал уровень рентгеновского фона при длительности экспозиции в 1 с, необходима ширина диаграммы направленности прибора от 3 до 30'. Получение приемлемого отношения сигнал/шум для точного измерения фазы прихода импульсов, необходимо либо еще более сужать диаграмму направленности (что практически невозможно), либо увеличивать время экспозиции (отношение сигнал/шум будет расти пропорционально квадратному корню из длительности экспозиции).

Для «стандартного» диапазона ширина поля зрения детектора может быть 10—20°, но необходимое временное разрешение достигается при площади детектора порядка 1 м².

Во всех случаях: для навигационных наблюдений радиопульсаров и рентгеновских пульсаров в мягком и «стандартном» диапазонах, требуются направленные приемники. Ширина из диаграмм меньше, чем приемлемый угол между навигационными источниками. Это означает, что объекты из навигационного каталога придется наблюдать последовательно, а система навигации должна обладать подвижным приемником излучения.

В совокупности с большими временами накопления, последовательное наблюдение источников не позволяет определять положение КА в реальном времени.

Следующие проблемы более свойственны рентгеновским пульсарам.

1. Рентгеновских пульсаров меньше. Если сегодня известно почти 2 000 радиопульсаров, то рентгеновских всего около 30.
2. Нестабильность периодов вращения нейтронных звезд и сбой периодов. У рентгеновских пульсаров они существенно выше, хуже предсказываются и прогнозируются.
3. И рентгеновские, и радиопульсары происходят из массивных звезд (или двойных систем) и концентрируются к плоскости

Галактики. Концентрация рентгеновских пульсаров — сильнее. Для того, чтобы система навигационных объектов не была вырожденной, необходимо использовать объекты с большими галактическими широтами. Но среди рентгеновских пульсаров их очень мало.

Таким образом, построение пульсарной системы навигации возможно, но очень сложно, а точность ее на первых порах будет невелика. Поэтому более перспективными выглядят космические аналоги систем глобального позиционирования.

Активные системы навигации

Все перечисленные выше системы глобального позиционирования (GPS, ГЛОНАСС и др.), являются спутниковыми, т. е. их функционирование связано со специализированной группировкой околоземных КА. КА в такой группировке обычно являются однотипными. Принципы функционирования этих систем сводятся к следующему:

- радиопередатчики, установленные на борту КА ГССН, передают в пространство (в сторону Земной поверхности) информацию двух родов:
 - высокоточные нумерованные метки времени;
 - информацию об орбите КА ГССН или о его положении в пространстве;
- приемник навигационных сигналов на Земле (или в близком околоземном пространстве) принимает сигналы от нескольких КА и выполняют следующие действия:
 - вычисляет положение КА, от которых фиксируются сигналы, в пространстве (это действие нужно, если КА передают информацию о своих орбитах, а не непосредственно положения);
 - по задержке прихода временных меток определяет время распространения излучения от КА до приемник, т. е. расстояние между ними;
 - определив положения нескольких КА и расстояния до них, приемник вычисляет свои координаты в системе координат соответствующей глобальной системы позиционирования.

Примечания.

1. Информация об орбитах КА может распространяться другими способами, например, передаваться через интернет, по наземному радиоканалу или храниться в памяти приемника.
2. Для функционирования системы приемник должен одновременно принимать сигналы не менее чем от трех КА.
3. Для определения времени распространения импульсов от КА необходимо определять моменты их прихода с высокой точностью (микросекунды и лучше). Наличие в приемнике подобных часов во много раз повышает его стоимость, увеличивает габариты и снижает надежность. Однако их наличие не является обязательным: если ГССНП регистрирует сигналы от четырех или более КА системы позиционирования, то получаемая информация позволяет определить как точные координаты приемника, так и момент времени приема информации. Таким образом, эти системы являются не только глобальными службами навигации, но и глобальными системами точного времени.
4. КА, сигнал от которых регистрирует приемник, не должны лежать на одном большом круге небесной сферы. Подобная конфигурация КА является вырожденной и не позволяет определять положение приемника в направлении перпендикулярном плоскости этого круга. Наименьшая погрешность определения координат достигается, когда регистрируемые КА ГССН образуют сферический треугольник с примерно равными сторонами ($60\text{--}90^\circ$ каждая).

Каждая из описанных систем глобального позиционирования состоит из активной инфраструктурной и пассивной клиентской частей. В инфраструктурную часть входит группировка специализированных КА, запущенных на специально выбранные околоземные орбиты и несущих на борту передатчики сигналов. Помимо этого существует наземная служба контроля, задачей которой является определение параметров орбит этих КА и их эволюции с точностью, достаточной для поддержания функционирования системы. Пассивная часть ГССН состоит из совокупности независимых приемников, расположенных на поверхности Земли или в околоземном пространстве.

Поскольку доступ к услугам системы глобального позиционирования должен быть возможен практически в любой точке Земли и в любой момент времени, то к инфраструктурной части системы предъявляются следующие требования:

- в любой момент времени над любой точкой поверхности Земли на высотах более 30° над горизонтом должно находиться не менее четырех КА;
- видимые с одной точки поверхности Земли КА не должны группироваться вдоль больших кругов небесной сферы;
- мощность сигналов передатчиков КА должна быть достаточной для их четкого приема.

Первые два требования накладывают ограничения на минимальное количество КА в группировке и на выбор орбит их движения, последнее — на мощность передатчиков, установленных на борту КА. Так система GPS содержит не менее 24 КА по 4 КА на 6 орбитах в разных плоскостях вокруг Земли. Высоты орбит $\sim 20\,200$ км, что соответствует периоду обращения 11 ч 58 мин. Полная орбитальная структура системы ГЛОНАСС состоит из 24 спутников, равномерно размещенных в трех орбитальных плоскостях. Орбитальные плоскости разнесены друг относительно друга на 120°

Различия между глобальными системами позиционирования и глобальными космическими системами навигации

Диапазон расстояний и мощность сигналов. Системы глобального позиционирования рассчитаны на абонентов преимущественно расположенных на поверхности Земли. В этом случае расстояния между КА и приемниками сигналов изменяются незначительно — не более чем в 1.5—2 раза, т. е. принимаемый сигнал всегда остается на приемлемом для абонента уровне.

Космические системы навигации рассчитаны на функционирование в пределах некоторого заданного объема пространства. Пусть на границе этого объема достигается минимальный допустимый сигнал от одного из КА. Тогда на противоположной стороне объема, вблизи этого КА, сигнал будет настолько силен, что может мешать приему сигналов от остальных КА или даже приводить к порче аппаратуры приемников.

Вывод: аппараты космической системы навигации должны располагаться в областях, окрестности которых недоступны абонентам системы, или, по крайней мере, мало ими посещаются.

Распределение спутников по небесной сфере. Для создания космической системы навигации в некоторой области пространства достаточно четырех КА. Оптимальная точность определения координат достигается, когда эти КА находятся в вершинах правильного тетраэдра (треугольной пирамиды). Область пространства в которой функции ГКСН исполняются наилучшим образом представляет собой шар, вписанный в этот тетраэдр, или несколько больший по размеру, но не достигающий вершин, в которых располагаются передатчики. Такая конфигурация позволяет не только определять положение КА, но и передавать на них информацию о точном времени.

Однако, подобная геометрия группировки КА является динамически неустойчивой. Не существует орбит, на которых КА сохраняли бы подобное взаимное расположение. Поэтому для создания космической системы навигации придется использовать большее число КА.

Кроме того, эти КА не должны лежать в одной плоскости, поэтому вывод подобных аппаратов только в плоскость эклиптики (или любую другую плоскость) не позволяет создать полноценную космическую систему навигации.

Видимость КА группировки. Для наблюдателя на или вблизи поверхности Земли доступна только верхняя половина небесной сферы. Вблизи горизонта радиосигналы передатчиков глобальной системы позиционирования ослабляются атмосферой Земли. Детали рельефа (горы, здания) могут еще сильнее уменьшить область видимости КА ГССН. В космосе этот эффект отсутствует — в большинстве случаев сигнал может регистрироваться с любого направления. Этому может мешать экранирование радиосигнала корпусом или другими элементами конструкции КА, на котором установлен приемник. Эта проблема решается установкой нескольких приемников или приемника с несколькими антеннами.

Активная космическая систем навигации в системе Земля—Луна. КА для системы навигации проще всего выводить и располагать в плоскости экватора Земли. Плоскость орбиты Луны достаточно близка к экватору Земли (наклон меняется от 18 до 29°). Поэтому основная часть группировки КА будет располагаться вблизи этих плоскостей.

Использовать для размещения КА треугольные или линейные точки Лагранжа системы Земля—Луна не представляется возможным, так как они уже заняты научными КА или планируются для

использования готовящимися миссиями. Линейная точка Лагранжа L1, расположенная между Землей и Луной, может использоваться для мониторинга видимой стороны Луны. Линейная точка Лагранжа L2, расположенная за Луной, может использоваться как место наблюдений изолированное от влияния Земли, в частности, от излучения ее радиостанций. Области вблизи треугольных точек Лагранжа L4 и L5 могут использоваться для стереоскопического мониторинга Земли и как места размещения космических обсерваторий. Запуск в эти точки передатчиков ГКСН может нарушить работу расположенных там КА, т. е. нежелателен или, по крайней мере, требует международного согласования.

Скорее всего группировка КА для навигации в системе Земля—Луна будет состоять из двух групп аппаратов, несущих навигационные передатчики:

- Экваториальная группа КА: от 3 до 6 КА на круговой орбите радиусом в 1.5—2 раза большим расстояния Земля—Луна (т. е. с полуосью 500—800 тыс. км). Экваториальная группа может располагаться:
 - в плоскости экватора Земли;
 - в плоскости орбиты Луны.
- Полярная группа КА:
 - 4 КА на близкой к круговой орбите с полуосью 500—800 тыс. км и наклоном не менее 60°;
 - по 2 КА на высокоэллиптических орбитах с полуосями не менее 300 тыс. км над северным и южным полюсами Земли.

Для функционирования космической системы навигации в системе Земля—Луна необходимо будет зарезервировать диапазон частот.

Вывод КА на круговые полярные орбиты можно осуществлять с использованием гравитационного маневра возле Луны.

Активная космическая система навигации во внутренней части Солнечной системы. Описываемая система навигации должна функционировать в пределах орбиты Юпитера или, в крайнем случае, до главного пояса астероидов.

Плоскость, в которую легче всего выводить КА для такой системы навигации, — плоскость эклиптики. Орбиты всех внутренних планет (Меркурия, Венеры, Земли, Марса, Юпитера, а также большинства астероидов главного пояса) достаточно близки к ней. По-

этому основная часть группировки КА будет располагаться вблизи этой плоскости. Для размещения подобных спутников удобны точки Лагранжа больших планет.

Использовать для расположения этих КА треугольные или линейные точки Лагранжа системы Земля—Солнце не представляется возможным, так как они уже заняты научными КА или планируются для использования готовящимися миссиями. Линейная точка Лагранжа L1, расположенная между Землей и Солнцем, используется для мониторинга видимой стороны Солнца (например, миссия SOHO). Линейная точка Лагранжа L2, расположенная за Землей, используется как место наблюдений в антисолнечном направлении, наиболее изолированное от влияния излучения Солнца (миссии WMAP, Gaia). Треугольные точки Лагранжа L4 и L5 могут использоваться для стереоскопического мониторинга Солнца, и как точки для размещения космических обсерваторий. Запуск в точки Лагранжа КА-передатчиков может нарушить работу расположенных там научных КА, т. е. нежелателен или, по крайней мере, требует международного согласования.

В точках Лагранжа системы Солнце—Юпитер находятся захваченные мелкие астероиды. Помещенные в них КА ГКСН будут подвергаться опасности столкновения с этими телами.

Размещение КА ГКСН внутри орбиты Земли нецелесообразно из-за малости обеспечиваемого базиса.

Очень привлекательной выглядит конфигурация группировки, основанная на точках Лагранжа системы Солнце—Марс. Группировка КА будет состоять из двух групп:

- Группа КА вблизи плоскости эклиптики: от 3 до 5 КА на орбите Марса. 2 КА в треугольных точках Лагранжа L4 и L5, 2 КА в точках орбиты противоположных точкам Лагранжа (точки AL4 и AL5, соответственно) и 1 КА в точке орбиты противоположной положению Марса (точка AM). В зависимости от числа КА в этой группе в нее входят:
 - в группу из 3 КА — КА в точках L4, L5 и AM;
 - в группу из 4 КА — КА в точках L4, L5, AL4 и AL5;
 - в группу из 5 КА — КА в точках L4, L5, AL4, AL5 и AM.
- Полярная группа КА — 4 КА на орбитах с умеренным эксцентриситетом, полуосью 1.5—5 а. е. и наклоном к плоскости эклиптики не менее 60°.

Вывод: КА на полярные орбиты можно осуществлять с использованием гравитационного маневра возле Юпитера. Подобный маневр был использован для вывода на полярную орбиту КА миссии «Улисс».

Космическая система навигации во внутренней части Солнечной системы может работать в радиодиапазоне или в оптическом и близком ИК с использованием лазеров в качестве излучателей. Для ГКСН функционирующей в радиодиапазоне необходимо будет зарезервировать диапазон частот.

Список литературы

1. *Дятлов С. А., Бессонов Р. В.* Обзор звездных датчиков ориентации космических аппаратов // Современные проблемы определения ориентации и навигации космических аппаратов: Тр. Всеросс. науч. конф., Таруса, 22—25 сент. 2008 г. — М.: ИКИ РАН, 2008. — С. 11—31.
2. *Прохоров М. Е., Захаров А. И., Миронов А. В.* Российский космический фотометрический эксперимент «Лира-Б» // «Физика космоса»: Тр. 37-й Международ. студ. науч. конф., Екатеринбург, 28 янв.—1 февр. 2008 г. — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2008.
3. *Захаров А. И., Прохоров М. Е., Тучин М. С.* Разработка и использование высокоточных звездных датчиков ориентации нового поколения // Инновационные решения для космической механики, физики, астрофизики, биологии и медицины / Ред. В. А. Садовничий, А. И. Григорьев, М. И. Панасюк. — М.: Изд-во МГУ, 2010. — С. 44—63.
4. *Тучин М. С., Захаров А. И., Прохоров М. Е.* Определение геовертикали по наблюдению лимба Земли // Современные проблемы определения ориентации и навигации космических аппаратов: Тр. Всеросс. научн.-техн. конф., Таруса, 22—25 сент. 2010 г. — М.: ИКИ РАН, 2010.
5. *Субботин М. Ф.* Введение в теоретическую астрономию. — М.: Наука, 1968.

Н. Н. Самусь^{1,2}, С. В. Антипин^{2,1}

¹Институт астрономии РАН

²Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга

КОЛЛЕКЦИИ АСТРОФОТОГРАФИЙ И ОТКРЫТИЯ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

Эра астрофотографии

Календарный XX в. почти в точности совпал с эрой астрономической фотографии на аналоговых носителях информации — фотопластинках и фотопленках. Астрофотография в эти годы использовалась в разнообразных целях, но в этой лекции речь пойдет почти исключительно о прямом фотографировании площадок звездного неба для отождествления объектов, фотометрии, поиска и исследования переменных звезд.

За век астрофотографии несколько обсерваторий мира сумели накопить огромные коллекции фотопластинок с прямыми фотографиями звездных полей (фототеки). Фототека Гарвардской обсерватории (США) содержит около 500 000 пластинок, экспонированных с середины 1880 гг. до 1989 г. (из-за тенденций смены научной тематики обсерватории в 1953—1968 гг. фототека не пополнялась). Редкой особенностью Гарвардской фототеки является плотное покрытие как северного, так и южного неба: обсерваторией были организованы наблюдательные станции в южном полушарии, в результате фотографий южного неба накоплено даже больше.

В Западной Европе самые богатые фототеки имеются в Зоннеберге (Германия), где на основанной Куно Хофмейстером обсерватории с 1923 г. велось фотографирование звездного неба (около 300 000 снимков), на обсерватории Азьяго (Италия) и в некоторых других научных учреждениях. Одна из крупнейших коллекций в странах СНГ хранится в Одесской обсерватории (около 100 000 негативов, первые из которых получены в 1909 г.), она включает, помимо прочих снимков, сохранившуюся часть фотоархива Симеизской обсерватории.

По существующим оценкам, всего в различных астрономических учреждениях хранится свыше двух миллионов астрономических фотопластинок с изображениями звездного неба. Предпринимаются усилия по сбору максимально полных данных о коллекциях астро-негативов и составлению электронного каталога фототек мира (см. <http://www.skyarchive.org/>).

Несмотря на то, что современные средства астрономических наблюдений имеют много важных преимуществ по сравнению с традиционной астрофотографией на пластинках или пленках (не последнее место среди этих преимуществ занимает регистрация информации сразу же в цифровом виде), нужно помнить, что человечество накопило огромный объем данных в старых фотоархивах, и эти данные лишь в малой степени введены в мировой научный оборот. Только старые фотоархивы позволяют узнать, например, как вела себя в прошлом переменная звезда, которую удалось открыть только сейчас, найти старое сближение с Землей недавно обнаруженного опасного астероида, исследовать изменения периода переменной звезды в течение десятилетий, не дожидаясь столь же длительного время, пока будет накоплена в нужном объеме современная цифровая информация. Чтобы к архиву астрофотографий можно было применить современные методики обработки данных, организовать эффективный обмен информацией, его необходимо перевести в цифровую форму. Таким способом будет, по сути, гарантировано и вечное хранение информации. Никому не известно, сколь долго могут храниться фотопластины без потери качества. Случаи гибели астрофотографий из-за повреждения эмульсии или даже из-за разрушения фотоархива вместе с обсерваторией в результате военных действий в истории астрономии, увы, уже случались. Цифровая информация может быть скопирована и размещена на хранение во многих экземплярах, в разных местах.

Многие обсерватории включились в работу по оцифровке фотоархивов. Располагающая значительными средствами Гарвардская обсерватория создала специализированный прибор, оцифровывающий пластинки с очень высокой скоростью. Принцип действия основан на многократном электронном фотографировании пластинки с точно дозированными смещениями между экспозициями. Большинство обсерваторий пошли другим, менее затратным путем — приобрели коммерческие сканеры, позволяющие работать в проходящем свете. Производительность таких сканеров, точность перемещений чувствительного элемента по осям координат, фотометрическая точ-

ность все время улучшаются, а цены на оборудование сравнимого класса падают. Полученные сканы необходимо тщательно исследовать с точки зрения случайных и систематических ошибок фотометрии и астрометрии. Тем не менее, накопленный опыт демонстрирует возможность успешной работы.

Несмотря на высокопроизводительную установку, Гарвардской обсерватории предстоит еще большой объем работы для завершения оцифровки коллекции. Зоннебергскую обсерваторию сохранить после объединения Германии удалось лишь передав под контроль частной фирмы «4 pi Systeme», которую возглавляет профессиональный астроном Петер Кролл (P. Kroll). Фирма активно ведет сканирование архива астрофотографий, но оно пока не завершено. Полностью оцифрованы некоторые небольшие, но важные фототеки, например, фототека обсерватории им. М. Митчелл (США), содержащая одну из лучших в мире серий фотографий звездного облака в созвездии Щита. Как известно, оцифрованы и доступны по сети Интернет пластинки обзоров неба с большими телескопами Шмидта, позволяющие просмотреть для каждого поля от 2—3 до примерно 15 фотографий в разных цветовых системах с глубокой предельной величиной.

Московская фототека

В этом разделе мы обсуждаем фототеку ГАИШ. Название «московская фототека», вероятно, можно применить и к фототеке ИНАСАН в Звенигороде, не рассматриваемой в этой лекции. В Звенигородской фототеке в настоящее время также ведется проект ее перевода в цифровую форму.

Первые эксперименты по фотографированию звездного неба на Московской обсерватории предпринял в 1883 г., еще до своего переезда в Санкт-Петербург, знаменитый русский астроном и астрофизик А. А. Белопольский. Эти эксперименты использовали еще мокрые коллоидные эмульсии, качество негативов удивительно низкое.

Систематическое фотографирование неба было начато в 1895 г. в московской обсерватории на Пресне. Там для целей изучения переменных звезд было получено, на одной и той же монтировке («экваториальной камере»), но с двумя разными малыми объективами, около 3 800 снимков с предельной величиной до 14-й и с размерами поля 20×28 или 16×22 кв. градусов. Фотографирование по этой программе было завершено в 1956 г. Сохранность старых негативов до сих пор превосходная.

В 1938 г. на Зоннебергской обсерватории (Германия) был введен в эксплуатацию первоклассный по тому времени инструмент — многолинзовый астрограф с диаметром объектива 40 см и фокусным расстоянием 160 см. На пластинках формата 30×30 см он создавал изображения звездного поля размером 10×10 кв. градусов. Правда, качество изображений на краях и особенно в углах пластинок оказывалось сильно искаженным абберрациями. С астрографом достигалась предельная фотографическая звездная величина около 17.5.

Как известно, научные учреждения СССР потерпели большой ущерб в годы Великой Отечественной войны, частичная компенсация которого осуществлялась за счет военных репараций. Среди оборудования, вывезенного после войны из Германии в счет репараций, были и астрономические инструменты. Один из основателей отечественной школы звездной астрономии, профессор МГУ Б. В. Кукаркин в качестве капитана Советской армии проводил отбор оборудования в Зоннеберге и выбрал, в частности, 40-см астрограф. В СССР телескоп был сначала установлен в Симеизе, затем в Кучине под Москвой, а в 1958 г. стал первым инструментом Крымской станции ГАИШ (поселок Научный, Крым). Телескоп до сих пор работоспособен. В 1948—1996 гг. с этим астрографом было получено около 22 300 фотографий звездного неба, составляющих наиболее ценную для науки часть коллекции астронегативов ГАИШ. Почти все пластинки хранятся сейчас в ГАИШ, в Москве. Негативы 40-см астрографа характеризуются весьма высоким средним качеством по сравнению с лучшими фототеками мира. Программа наблюдений включала звездные поля для поиска и исследования переменных звезд, а также области неба, богатые галактиками, где проводился поиск внегалактических сверхновых звезд.

Помимо упомянутых серий астронегативов, московская фототека содержит еще несколько серий снимков звездных полей с других телескопов. В основном это прямые фотографии, но есть и 2 300 снимков с объективной призмой (спектроскопия сверхнизкого разрешения). Общее количество пластинок и пленок в фототеке оценивается в 60 000. Ведется работа по составлению электронного каталога всех негативов коллекции.

Проект оцифровки фототеки

В конце 2004 г. ГАИШ получил от МГУ два сканера Creo EverSmart Supreme II, что сделало возможным приступить к программе перевода коллекции астронегативов ГАИШ в цифровую форму. Сканеры позволяют оцифровывать пластинки большого формата. Мы выполняем сканирование с разрешением 2540 точек на дюйм. Эксперименты показали, что при таком сканировании мы практически не ухудшаем предельную звездную величину по сравнению с оригинальными пластинками.

Первой задачей было исследование астрометрического и фотометрического качества получаемых сканов. Оказалось, что, к сожалению, определяемые по сканам координаты характеризуются значительными периодическими ошибками, причем нуль-пункт ошибок по обоим координатам меняется от скана к скану. Таким образом, астрометрическое использование получаемых сканов затруднено, хотя и возможно при условии специальной обработки результатов. Фотометрическое качество сканов оказалось вполне удовлетворительным.

Было решено в первую очередь провести сканирование описанных выше важнейших серий астронегативов — снимков «экваториальной камеры», представляющих наибольший исторический интерес, и негативов 40-см астрографа, наиболее ценных с точки зрения поиска и исследования переменных звезд. К концу 2010 г. отсканировано свыше 800 старых пластинок и около 900 пластинок 40-см астрографа.

Сейчас сканеры, оказавшиеся, увы, недолговечными, требуют ремонта. Быстрый прогресс электронного оборудования привел к созданию намного более дешевых, чем Creo EverSmart Supreme II, сканеров, позволяющих добиться не худшего качества сканов. Мы планируем приобретение новых сканеров, не отказываясь от ремонта старых.

В настоящее время процессом сканирования непосредственно занимаются Д. М. Колесникова (ИНАСАН) и Л. А. Сат (ГАИШ), участвующие и в описанной ниже научной программе.

Поиск новых переменных звезд

Отличительной чертой московской программы перевода фототеки в цифровую форму является одновременная реализация проектов научного использования применяемых сканов. В частности, успешно начаты работы по поиску и исследованию переменных звезд на основе оцифрованных негативов фототеки. Такая постановка задачи сканирования обусловила очередность работы: мы сканируем пластинки 40-см астрографа не в порядке времени их получения, а подбирая снимки с одинаковыми координатами центра, чтобы по завершении сканирования всех пластинок какой-либо области можно было сразу же приступить к изучению переменных звезд.

Для работы со сканами нами используется разработанный в 2005 г. К. Соколовским и А. Лебедевым [1], тогда еще студентами МГУ, исключительно удачный программный комплекс VaST. Фотометрия в пакете VaST основана на широко известной программе SExtractor [2], предназначенной в основном для целей ПЗС-фотометрии. Применение ее в задачах фотографической фотометрии требует модификации настроек с учетом некоторых неприятных особенностей фотопластинок, например, наличия большого количества дефектов эмульсии. Программа VaST обеспечивает идентификацию звезд, измеряемых на пластинке, со звездами опорной пластинки, выбранной из числа лучших снимков серии. Все измеренные звездные величины приводятся к инструментальной системе звездных величин опорной пластинки. На заключительном этапе звездные величины переводятся в систему B -величин каталога USNO-A2.0. Судя по полученным кривым блеска переменных звезд, наша фотометрия характеризуется среднеквадратической ошибкой $0.03\text{--}0.1^m$ для звезд в диапазоне величин от 13.5 до 16.5^m , в котором мы в основном и выполняем поиск переменных звезд. Этот диапазон блеска находится под пределом современных массовых ПЗС-обзоров неба, таких как ASAS-3 или ROTSE-I/NSVS, а поиск переменных звезд традиционными фотографическими методами (например, при помощи блинк-компараторов или стереокомпараторов) здесь характеризуется значительной неполнотой.

Методику поиска переменных звезд по сканам фотопластинок мы осваивали в рамках пилотных проектов, где изучались небольшие участки пластинок. В результате удалось открыть 38 новых переменных звезд. Была введена специальная система предварительных обозначений открываемых переменных звезд — серия номеров

MDV (Moscow Digital Variables). Сводный список переменных звезд MDV 1—MDV 38, открытых при выполнении пилотных проектов, приведен в работе [3].

Отбор кандидатов в новые переменные звезды проводится в автоматическом режиме: выбираются звезды, показывающие повышенный (для своего уровня блеска) разброс фотометрических измерений. Далее кандидаты изучаются индивидуально, инспектируются их кривые блеска, осуществляется поиск периодов.

Наша методика поиска переменных звезд отработана еще не окончательно. Так, мы почти не выявляем переменные звезды типа Миры Кита, которых в любом широком звездном поле немало. Как правило, значительную часть времени такие звезды слабее предела фотопластинки, а значит, отсутствуют на большинстве снимков (иногда включая опорный). Программа принимает их за дефекты фотоэмульсии. Не выявляли мы пока и карликовые новые (переменные типа U Близнецов), но их массовое присутствие в наших полях и не ожидается.

Новые переменные звезды в поле 66 Змееносца

Завершив пилотные проекты, мы приступили к поиску новых переменных звезд в больших полях 40-см астрографа. Первым мы изучили поле, в центре которого находится гидировочная звезда 66 Змееносца ($18^{\text{h}}00.3^{\text{m}}$, $+4^{\circ}22'$, J2000.0). 254 пластинки этого поля были получены с 40-см астрографом в 1976—1995 гг. Поле интересно для исследования еще и потому, что его положение вблизи небесного экватора означает наличие наблюдений как южного ПЗС-обзора ASAS-3, так и северного ПЗС-обзора ROTSE-I/NSVS, доступных по сети Интернет. Мы не использовали эти наблюдения для поиска переменных звезд, но иногда обращались к ним для уточнения своих результатов.

Всего в поле 66 Oph нам удалось открыть 480 новых переменных звезд [3, 4]. Три из них являются цефеидами (весьма вероятно их принадлежность к цефеидам сферической составляющей Галактики). Найдено 157 затменных двойных систем, 11 высокоамплитудных переменных типа δ Щита (сейчас для таких звезд часто используют аббревиатуру HADS — High-Amplitude Delta Scuti), 144 звезды типа RR Лиры, 110 неправильных переменных (из них 109 относятся к типу LB красных неправильных переменных по классификации Общего каталога переменных звезд (ОКПЗ), а одна звезда — белая),

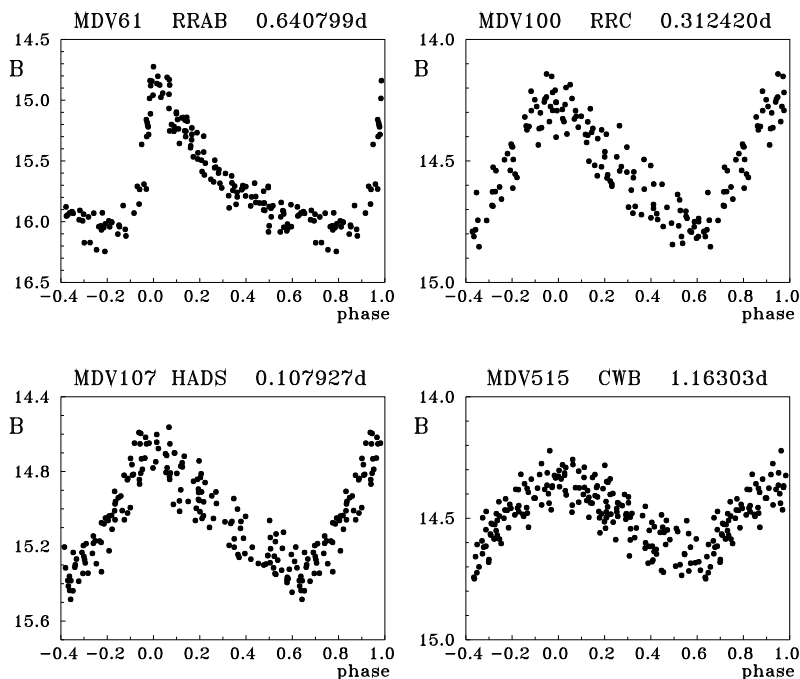


Рис. 1. Кривые блеска пульсирующих переменных звезд

55 полуправильных красных переменных. Серия MDV доведена до номера MDV 518. Большинство звезд серии достаточно изучены для включения в ОКПЗ.

На рис. 1 представлена небольшая выборка открытых в поле 66 Орh пульсирующих переменных звезд (двух звезд типа RR Лирy, высокоамплитудной звезды типа δ Щита и цефеиды), а на рис. 2 показаны кривые блеска затменных переменных звезд разных типов.

Конечно, по одному звездному полю рано делать серьезные выводы о статистике встречаемости переменных звезд различных типов, но некоторые соображения уже можно высказать. Очень интересно, что в нашем поле мы выявили 11 звезд типа HADS. Звезд типа δ Щита с амплитудой не менее 0.2^m в ОКПЗ всего 121. Исследованный нами участок небесной сферы (100 кв. градусов) составляет всего 0.24 % ее общей площади, причем из-за значительной аберрации комy в углах и на краях пластинок эффективная исследованная часть

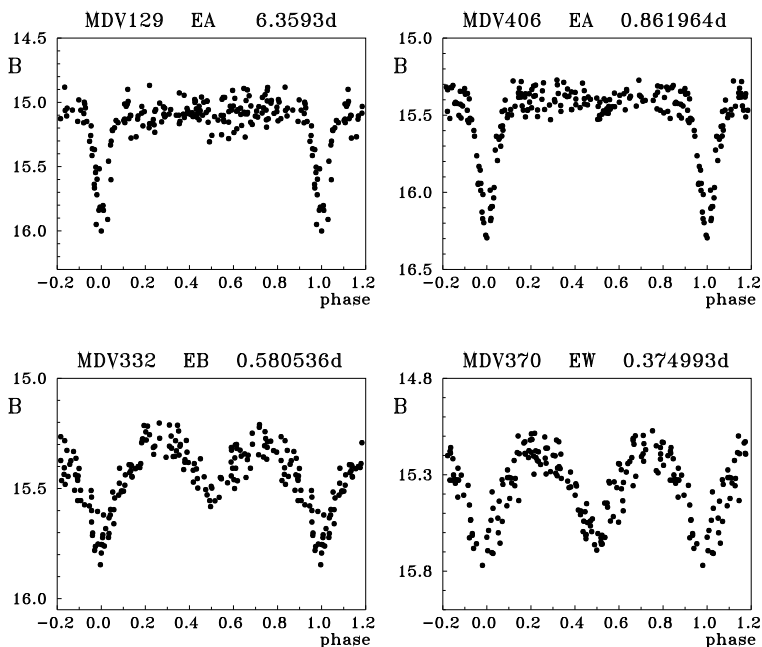


Рис. 2. Кривые блеска затменных переменных звезд

сферы даже несколько меньше. Создается впечатление, что старая методика открытия переменных звезд почему-то занижает количество выявляемых HADS-переменных. Причины такого эффекта мы пока не вполне понимаем.

Не вполне понятный эффект обнаружен и для затменных переменных звезд. Для всех основных типов затменных звезд (Алголей, звезд типа β Лиры и звезд типа W Большой Медведицы) распределения открытых нами переменных звезд по периодам заметно сдвинуты в сторону короткопериодических систем по сравнению с общими выборками таких звезд в ОКПЗ. Для Алголей причиной вполне могут быть эффекты наблюдательной селекции (у долгопериодических систем типа Алголя редкие минимумы могут отбраковываться как возможные дефекты эмульсии), но звезды двух других типов показывают непрерывные изменения блеска, и вероятность их открытия сильно зависит от продолжительности периода, скорее всего, не должна.

Наши открытия новых переменных звезд относятся к области неба с большим числом известных переменных звезд, обнаруженных ранее как фотографическими, так и ПЗС-методами. Сотни новых переменных, выявленных в хорошо изученной области неба, показывают, что коллекции астрофотографий еще далеко не исчерпали содержащийся в них научный потенциал.

Работа частично поддержана грантами РФФИ и программы «Происхождение и эволюция звезд и галактик» Президиума РАН.

Список литературы

1. *Sokolovsky K., Lebedev A.* POISK — a SExtractor front-end for search of variable objects in series of CCD images // 12th Young Scientists' Conf. on Astronomy and Space Phys., Kyiv, Ukraine, April 19–23, 2005. Ed. by A. Simon and A. Golovin. — 2005. — P. 79.
2. *Bertin E., Arnouts S.* SExtractor: Software for source extraction // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. — 1996. — Vol. 117. — P. 393.
3. *Колесникова Д. М., Сат Л. А., Соколовский К. В. и др.* Новые переменные звезды на оцифрованных пластинках московской фототеки. Поле 66 Змееносца // Астрон. журн. — 2010. — Т. 87. — С. 1087.
4. *Kolesnikova D. L., Sat L. A., Sokolovsky K. V. et al.* New variable stars on digitized Moscow collection plates. Field 66 Ophiuchi (northern half) // Acta Astron. — 2008. — Vol. 58. — P. 279.

ПРОИСХОЖДЕНИЕ МОРФОЛОГИЧЕСКИХ ТИПОВ ГАЛАКТИК

Как известно, галактики бывают разные по форме — сфероидальные (меньшинство) и дисковые (большинство). На самом деле, дисковые галактики в общем случае содержат и сфероид в центре (балдж), то есть являются системами составными (двухкомпонентными). Хаббл, когда создавал свою классификацию, считал, что спиральные галактики могут рождаться из эллиптических — достаточно нарастить диск вокруг сфероида. Много позже стали думать об обратном ходе эволюции — эллиптическую галактику можно «родить», если слить вместе две спиральные. И во все времена существовала точка зрения, что эллиптические галактики — отдельно, а дисковые — отдельно, и форма галактики полностью определяется начальными условиями ее формирования. Среди дисковых галактик выделяют совершенно осесимметричные формы и галактики «с барами» — нарушением осесимметрии в центре. Последнее время все больше аргументов за то, что наличие бара не дается галактике раз и навсегда от рождения, а также может изменяться со временем; то есть бары могут образовываться и «рассасываться». Какое сейчас «соотношение сил» между всеми этими сценариями, кто старше — дисковые галактики или сфероидальные, и как их можно сформировать в их нынешних формах, будет рассказано в этой лекции.

All galaxies can be roughly classified into two groups — spheroidal ones (the minority) and disk ones (the majority). In general, disk galaxies contain both a disk and a spheroid (bulge), so they are indeed composite (two-component) stellar systems. Edwin Hubble, by inventing his galaxy classification, thought that spiral galaxies can be formed from elliptical ones — it is only needed to acquire a disk around the spheroid. Later a “reverse” scenario became popular: an elliptical galaxy can be born as a product of merging two spirals. However at all epochs a point of view co-exists that elliptical or disk type of a galaxy may be its primordial property and is completely determined by initial conditions during galaxy formation.

Among disk galaxies, two subclasses can be separated: completely axisymmetric galaxies and galaxies with “bars” — which are in fact triaxial structures violating the galaxy axisymmetry near the center. Recently many arguments have been arising in favour of transient nature of bars: they can form and disappear many times during the galaxy’s life. This lecture will give an overview of the present “state of art” of galaxy morphology origins; I’ll tell what population, that of ellipticals or that of spirals, is older, and how is it possible to form galaxies exactly such as they are now.

Морфологическая смесь галактик в ближней Вселенной

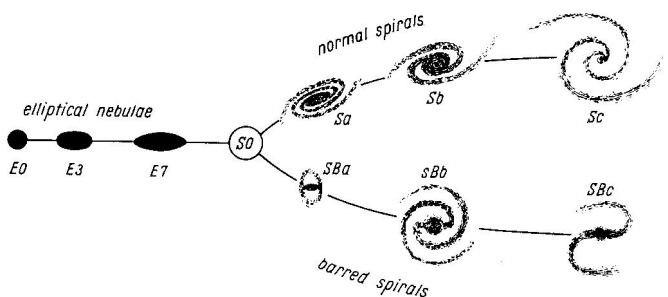


Рис. 1. «Вилка Хаббла» — схема морфологической классификации галактик, представленная Эдвином Хабблом в окончательном варианте в 1936 г.

На рис. 1 представлена схема морфологической классификации галактик Хаббла, общеупотребительная и по сей день. Слева — эллиптические галактики, состоящие из одного-единственного сфероида; как их ни разверни в пространстве, они никогда не выглядят слишком сплюснутыми: при самой большой видимой сплюснутости у эллиптической галактики на небе отношение осей изображения, по Хабблу, не превышает 3:1. А вот дисковые галактики могут быть сколь угодно тонкими — ведь плоский диск, если развернуть его ребром к наблюдателю, вытягивается в ниточку. Впрочем, дисковые галактики, видимые с ребра, Хаббл не мог отклассифицировать в деталях: его схема классификации опиралась на вид спиральных ветвей. Сильно раскрытые ветви — это поздний тип дисковых галактик по Хабблу, они располагаются справа. Ветви туго закручены —

ранний тип спиральных галактик, они помещены Хабблом посередине «вилки». Два «зубца» вилки — это спиральные галактики с барами (плоскими триаксиальными звездными структурами в центре) и без баров. А между эллиптическими и спиральными галактиками — S0; они обладают большим звездным диском, как спиральные, но не имеют областей звездообразования и спиральных ветвей, и своим гладким красным видом напоминают галактики эллиптические. Со временем стало ясно, что вдоль последовательности морфологических типов галактик Хаббла систематически меняется не только вид спиральной структуры — что более важно, меняется соотношение между вкладом балджа и диска в общую светимость: с «левой стороны» вилки в общей светимости доминируются сфероиды, а «справа» — диски.

Детальные обзоры ближней Вселенной, когда пересчитывались и классифицировались все галактики, которые попадают внутрь расстояния 10 (30, 70) Мпк от нас, показали, что доминирующим населением ближней Вселенной являются галактики спиральные: их больше 70 %. Эллиптические галактики составляют всего несколько процентов от общего числа, и 15—20 % близких галактик являются линзовидными (S0). Любопытно, что морфологический состав населения галактик зависит от плотности окружения: в «поле», где галактики рассеяны парами, триплетами и мелкими группами, царят галактики спиральные, а в скоплениях больше половины всех галактик линзовидные и около 20 % — эллиптические, т. е. преобладают ранние типы. Это различие всегда давало повод для вывода, что галактикам ранних морфологических типов для их формирования нужно именно плотное окружение, в «пустоте» они сформироваться не смогут. Особенно настойчиво этот вывод предлагался для сценариев формирования линзовидных галактик.

Откуда берутся линзовидные галактики

Поскольку линзовидные галактики отличаются от спиральных только отсутствием газа и областей звездообразования в диске, изначально предлагалось «получать» S0-галактики из спиральных галактик удалением газа (из которого и образуются звезды) из внешнего диска. А поскольку спиральные галактики доминируют в «поле», а линзовидные — в скоплениях, казалось естественным предположить, что именно плотное окружение играет роль в удалении газа из диска. Это естественное предположение очень рано получи-

ло наблюдательное подтверждение. В конце 70-х гг., фотометрируя галактики в скоплениях на красном смещении 0.4, Батчер и Эмлер [1] открыли эффект своего имени: если в близких скоплениях большинство галактик красные (как эллиптические и S0), то в далеких скоплениях большинство галактик оказались голубыми (как близкие спиральные). Батчер и Эмлер сразу предположили, что голубые галактики в скоплениях на $z = 0.4$ — это спиральные галактики, которые впоследствии превратятся в линзовидное население скоплений на $z = 0$. Эта гипотеза была основана только на сходстве цветов — разглядеть детали морфологии в галактиках на $z = 0.4$ в конце 70-х гг. было невозможно. Но когда полетел Космический телескоп имени Хаббла, его пространственного разрешения уже хватило для выполнения этой задачи, и большой проект Алана Дресслера по исследованию морфологии галактик в конце 90-х гг. дал ожидаемый результат: в скоплениях на $z < 0.4$ доминируют линзовидные галактики, в скоплениях на $z > 0.4$ — спиральные [2]. Интересно, что этот факт — единственное проявление морфологической эволюции галактик в скоплениях: за последние 8 млрд лет, то есть на $z < 1$, доля эллиптических галактик в скоплениях оставалась постоянной, и между $z = 1$ и $z = 0.4$ доля спиральных галактик (высокая) и доля линзовидных галактик (низкая) тоже оставалась постоянной. Такое впечатление, что примерно в один момент, 4 млрд лет назад, все спиральные галактики в скоплениях превратились в линзовидные. Каким образом? Теоретики тут же предложили множество возможных механизмов.

Все механизмы я бы для простоты разделила на две категории — гравитационные и газодинамические. Гравитационные механизмы связаны с приливными эффектами взаимодействий, причем как взаимодействий между отдельными галактиками [3], так и взаимодействия галактики с общим потенциалом скопления или группы галактик [4]. Самым крайним гравитационным воздействием — и самым эффективным, и к тому же не требующим на самом деле обязательного нахождения преобразуемой галактики в скоплении или группе — является так называемый малый мерджинг, или поглощение галактики-спутника. Все перечисленные гравитационные механизмы, во-первых, сильно турбулизуют газовый диск спиральной галактики, что увеличивает вязкость, отбирающую у газовых облаков момент вращения, во-вторых, порождают в центре звездного диска неосесимметричное возмущение — бар, которые тоже отнимают момент у газового диска, и в-третьих, греют динамически

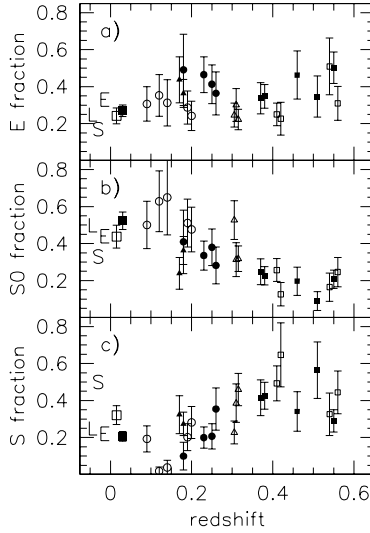


Рис. 2. Доля эллиптических, линзовидных и спиральных галактик в скоплениях в зависимости от красного смещения — из работы Fasano et al. [2]

внешние части звездного диска, увеличивая его устойчивость к возбуждению спиральных волн плотности. В результате весь газ падает на центр галактики и быстро исчерпывается в околоядерной вспышке звездообразования, а в оставшемся без газа звездном диске уже не могут существовать спиральные ветви; мы получаем линзовидную галактику. Газодинамические механизмы не так универсальны, как гравитационные; они требуют присутствия вокруг галактики горячей межгалактической среды. В скоплениях и в массивных группах такая среда есть — это рентгеновский газ с температурой десятки миллионов Кельвинов. На галактику, движущуюся в скоплении с большой скоростью — а дисперсия скоростей галактик в скоплении превышает обычно тысячу километров в секунду, — горячий межгалактический газ действует весьма грубо: он срывает внешнее газовое гало, которое считается что есть у каждой спиральной галактики [5], и выдавливает лобовым давлением газ из внешних частей дисков [6].

Таким образом спиральная галактика лишается своих запасов газа, которым питается ее звездообразование, и через 1—2—3 млрд лет звездообразование в диске прекращается. И даже если галактика движется не слишком быстро, например, находясь в группе, а не в скоплении, горячий межгалактический газ может статически «обжимать» собственный холодный газ диска и ускорять таким образом полное исчерпание внутреннего газа галактики на звездообразование [7]. Газодинамические механизмы всем хороши и очень популярны, но надо признать, что они не предполагают появления линзовидных галактик в «поле» и в группах, лишенных рентгеновского газа, а между тем большинство линзовидных галактик находятся именно там.

Откуда берутся эллиптические галактики

А вот этот вопрос очень тяжелый. То есть это Эдвину Хабблу казалось, что простой однокомпонентный звездный сфероид образовать проще всего — например, «моноклитным» коллапсом большого газового облака с его фрагментацией по Джинсу на все более мелкие кусочки, вплоть до отдельных звезд. И в начале 70-х гг. численные модели такого рода успешно строились молодым Ричардом Ларсоном [8, 9], и все было хорошо, пока не пришло осознание, что газовое протооблако обязательно должно вращаться — хотя бы из-за гравитационного приливного воздействия пролетающих мимо соседних облаков [10]. И тогда модель рассыпалась: если у газовых облаков изначально есть момент вращения, его очень трудно «отобрать», и тогда облако коллапсирует не в сфероид, а в тонкий диск. Оказалось, что дисковые галактики образовать моноклитным коллапсом намного проще, чем сфероидальные, что впрочем не противоречит наблюдательному факту, что дисковых галактик на порядок больше, чем сфероидальных. В конце 70-х гг. появились первые результаты спектральных наблюдений с длинной щелью для ярких эллиптических галактик; оказалось, что многие из них вовсе не вращаются или же вращаются намного медленнее, чем ранее предполагали, основываясь на их сплюснутости. Сплюснутая или вытянутая форма эллиптических галактик, как тогда выяснили, поддерживается анизотропией хаотических скоростей звезд, а вовсе не центробежными силами, порождаемыми вращением. То есть момент вращения надо отбирать у протогалактического газового облака «до конца», иначе реальная эллиптическая галактика не получится.

Выход предложил все тот же неутомимый Ричард Ларсон [11]: если слить воедино два звездных быстро вращающихся диска, то итоговый продукт такого слияния, после периода бурной релаксации, вращаться вовсе не будет. Так можно образовать эллиптическую галактику из двух спиральных. Этот сценарий, с добавлением небольшого газового компонента, который будет сжат при слиянии и эффективно превратится в молодые звезды в центральной части «продукта» слияния, позволяет также объяснить известную из наблюдений корреляцию масса—металличность для близких эллиптических галактик: чем массивнее галактика, тем больше слияний она испытала, тем больше было вспышек звездообразования, сопровождавших слияния, тем больше образовалось металлов в массивных звездах, формировавшихся во время каждой из вспышек звездообразования. Космологи очень обрадовались этой идее: она перекликалась с так называемой иерархической парадигмой [12], согласно которой вся эволюция Вселенной состоит из последовательных слияний меньших темных гало в большие, а газ и звезды (барионы) при этом послушно следуют за темной материей под действием ее гравитации. Идея формирования эллиптических галактик «большим мерджингом», то есть слиянием дисковых галактик сравнимых масс, родилась [13] и надолго утвердилась в умах.

Однако к настоящему моменту у этого сценария накопились трудности. Прежде всего, идея Ларсона о вспышках звездообразования при каждом слиянии хорошо объясняла зависимость масса—металличность; но будучи встроена в общую картину эволюции Вселенной, согласно Λ CDM-модели, она с неизбежностью потребовала, чтобы в самых массивных эллиптических галактиках было самое молодое звездное население — ведь при иерархической последовательности слияний именно самые массивные галактики образуются самыми последними. Современная шкала эволюции Вселенной такова, что массивные эллиптические галактики должны испытать свое последнее слияние — а значит, и свою последнюю вспышку звездообразования — всего 3–5 млрд лет назад [15], см. также рис. 3, где собраны предсказания нескольких самых популярных сейчас космологических моделей [14]. Мы не видим вокруг себя эллиптических галактик с таким молодым звездным населением. Более того, существует наблюдаемая зависимость масса—возраст: чем массивнее эллиптическая галактика, тем в среднем старше ее звезды [16, 17]. Космологи попробовали спасти идею больших мерджеров, исключив из событий газ: пусть сливаются не спиральные, а другие эллип-

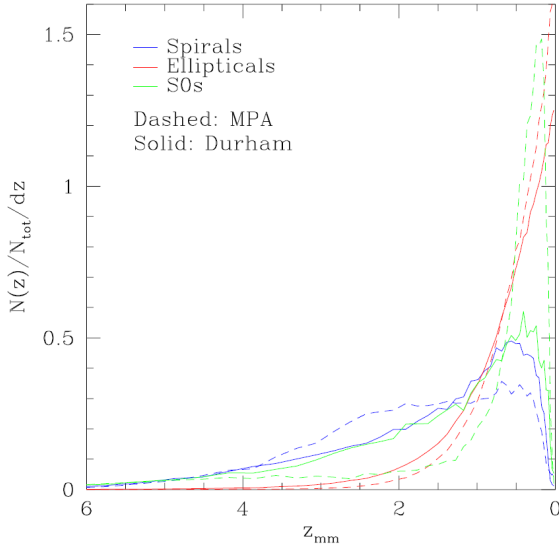


Рис. 3. Распределение события последнего большого мерджинга по красным смещениям для трех морфологических групп галактик, согласно двум различным моделям эволюции Вселенной. Учитываются только галактики ярче $M(B) = -18.7$. Медианное значение красного смещения последнего большого мерджинга получается 1.28–1.39 (9 млрд лет назад) для спиральных галактик, 1.17–0.51 (5 млрд лет назад) для линзовидных галактик и 0.4 (4 млрд лет назад) для эллиптических галактик. График взят из работы Parry et al. [14]

тические галактики, у которых уже нет газа, и таким образом из маленьких эллиптических галактик получаются большие эллиптические галактики без добавления новых звезд. Такой мерджинг назвали «сухим». Однако при таком сценарии из модели напрочь исчезает зависимость масса—металличность: ведь большие эллиптические галактики наследуют металличность маленьких эллиптических галактик, из которых они получаются. Нос вытащишь — хвост увязнет...

Мы обнаружили еще одну важную вещь: свойства внутренних частей эллиптических галактик не похожи на свойства их внешних частей; в частности, в центрах галактик, внутри примерно половины эффективного радиуса наблюдаются очень крутые градиенты

металличности — средняя металличность падает вдоль радиуса в несколько раз, — а во внешних частях металличность звезд почти не меняется с расстоянием от центра [18]. Это важно, поскольку сценарий «сухого» большого мерджинга «замывает» все радиальные градиенты свойств звездного населения, даже если они изначально существовали в сливающихся галактиках, яростно перемешивая звезды по всему объему рождающейся большой галактики. Существует численное ограничение: в продукте «большого мерджинга» градиент металличности не может быть круче, чем два раза на порядок по расстоянию; в реальных галактиках в центральных частях наблюдается три раза и круче. Налицо еще одно расхождение с моделью. Мы в нашей работе [18] предложили новый сценарий для формирования массивных эллиптических галактик, гибридный: центральная часть образуется на больших красных смещениях, 10–12 млрд лет назад, путем классического монолитного коллапса газового облака — отсюда крутые градиенты металличности в центре, — а внешние части потом постепенно надстраиваются так называемым малым мерджингом — поглощением малых спутников; оттого там и пологие градиенты металличности.

И почти сразу, совсем неожиданно, мы получили подтверждение нашего сценария: прямые наблюдения массивных, $> 10^{11} M_{\odot}$, эллиптических галактик на красных смещениях 1.5–2.0 обнаружили целый многочисленный класс галактик-зародышей — суперкомпактных и суперплотных [19, 20]; как раз так должны были выглядеть 10–12 млрд лет назад центральные части близких эллиптических галактик, до того, как они нарастили свои внешние части. У массивных эллиптических галактик на $z = 1.5\text{--}2.0$ средний характерный размер оказался в 4–5 раз меньше, чем у галактик той же массы на $z = 0$; это означает, что характерные плотности, при которых «упакованы» звезды в этих галактиках, 10–12 млрд лет назад были на два порядка больше, чем сейчас. Как могла произойти такая эволюция размеров и центральной плотности? Сценарий большого мерджинга не проходит: хотя при слиянии двух звездных систем и происходит расширение центральной части и падение плотности «упаковки» звезд, но размер растет пропорционально массе, и если бы галактики, которые наблюдаются на $z = 2$, эволюционировали в нашу эпоху большими слияниями, мы сегодня имели бы большое количество супермассивных эллиптических галактик, которых на самом деле просто не существует. Не проходят также и сценарии с потерей массы [21] и с динамическим «нагревом» звездного газа активным

ядром [22]. Все теоретические рассмотрения привели к одному и тому же выводу: «сделать» из компактных эллиптических галактик на $z = 2$ наши обычные эллиптические галактики на $z = 0$ можно только множественным малым мерджингом — поглощением спутников. Только этот механизм приводит к увеличению характерного размера галактики пропорционально **квадрату** массы [22, 23], что и нужно для того, чтобы связать далекие и близкие эллиптические галактики в одну эволюционную последовательность.

Как удается сохраниться спиральным галактикам

Выше я упоминала, что сформировать спиральную галактику в рамках современных моделей с темной материей проще, чем другие типы галактик: момент вращения газ получает от темного гало, «раскрученного» приливными силами соседних гало, точно так же, как и температуру в миллионы и десятки миллионов Кельвинов при вириализации. Далее газ высвечивает (в рентгене), остывает, осаждается в диск, в диске начинается звездообразование — и вот готова спиральная галактика. Однако стройная качественная картина трещит по швам, когда начинаются количественные сравнения модельных «продуктов» с реальными, наблюдаемыми вблизи нас спиральными галактиками. Не говоря уже о том, что до сих пор рентгеновского первичного газа не нашли рядом ни с одной спиральной галактикой (ну, может, пока чувствительности аппаратуры рентгеновских телескопов не хватает...), получающиеся в моделях диски упорно выглядят слишком компактными по сравнению с протяженными крупномасштабными звездными дисками больших спиральных галактик, или же, если сравнивать модельные галактики с реальными на соотношении Талли—Фишер, модельные получаются или слишком яркими для своих скоростей вращения, или слишком медленно вращающимися для своих светимостей (см. например, [24], но это общая проблема всех моделей). Похоже, решить эту проблему, продолжая жестко «привязывать» барионы к темной материи, уже не получится...

Но в процессе совершенствования численных моделей формирования спиральных галактик внутри темных гало всплыла еще одна проблема, которую вообще непонятно как решать. С увеличением пространственного разрешения моделей вдруг выяснилась совершенно неожиданная вещь: мелкие темные гало, сливаясь в одно большое, не рассасываются в диффузный фон, а сохраняют свою идентич-

ность **внутри** большого «хозяина» в течение миллиардов лет (если, конечно, мы правильно представляем себе природу темной материи как невзаимодействующих, за исключением гравитации, «холодных» частиц...). Это означает, что звездный диск, сформировавшийся внутри такого большого темного гало, должен непрерывно подвергаться бомбардировке со стороны летающих по всему объему темного гало тысяч кусков — так называемых субгало. В объеме темного гало, приписываемого нашей Галактике, таких субгало с массой больше тысячи солнечных — десятки тысяч [25], и они непрерывно «лупят» по нашему диску. И модели, и простой физический здравый смысл говорят о том, что мы **ДОЛЖНЫ** видеть последствия: тонкий звездный диск нашей Галактики, которому, как известно, около 9 млрд лет, за это время должен был сильно разогреться динамически и просто не может оставаться таким тонким, каким он в настоящее время является. Тем не менее, что видим — то видим: у нашей Галактики есть массивный тонкий (толщиной всего около 300 пк) старый звездный диск. Как мог он сохраниться?

Самое неприятное для современной космологической модели эволюции Вселенной — это то, что таких спиральных галактик с тонкими дисками в ближней Вселенной **ОЧЕНЬ** много. Численные сценарии формирования массивных дисковых галактик предсказывают обязательные эпизоды большого мерджинга для каждой из них; большой мерджинг оставляет после себя сфероид, причем если он произошел недавно — а иерархическая концепция требует, чтобы самые массивные галактики испытали самые недавние слияния, — сфероид будет массивным. Между тем, число спиральных галактик БЕЗ сфероидальных балджей очень велико. При ближайшем рассмотрении оказывается, что даже в дисковых галактиках ранних типов [26], не говоря уже о поздних спиральных [27], балджи чаще всего являются не сфероидами — продуктами мерджинга, а всего лишь утолщенными центральными областями дисков — так называемыми псевдобалджами. Корменди с соавторами [28] выбрали в Местном Объем, в пределах расстояния от нас 8 Мпк, все гигантские, со скоростью вращения больше 150 км/с, галактики и посмотрели на их балджи; у 11 из 19 галактик нет никаких признаков классического сфероидального балджа — включая нашу собственную Галактику. Еще четыре галактики может быть имеют небольшой балдж, с долей в общей светимости порядка 10 %. И все! Такое доминирование галактик БЕЗ сфероидов,

и именно среди галактик гигантских, не может представлять собой «статистический хвост» распределения историй эволюции галактик по частоте слияний, как пытаются аргументировать космологи. Это именно типическая ситуация, не предсказываемая теорией.

Бар навсегда?

На рис. 1 спиральные галактики разнесены по двум параллельным ветвям классификации: галактики с барами и галактики без баров. Бары — еще их называются перемычками — это вытянутые вдоль одного направления структуры в центральных областях галактик, которые нарушают осевую симметрию — и круговое вращение — галактических дисков. По определению, бары — это дисковые структуры, то есть они принадлежат плоскости дисков. Больше 70 % всех близких дисковых галактик имеют бары [29]. Если во времена Хаббла еще думали, что присутствие бара в галактике определяется какими-то начальными условиями ее формирования, то с развитием звездной динамики стало ясно, что бары — это вездесущие проявления неустойчивости дисков, и они обязательно рождаются сами собой в любую эпоху, если динамически холодный, неустойчивый звездный диск предоставить самому себе. Еще легче появление бара в галактике может провоцироваться взаимодействием, если приливное воздействие от пролетающей мимо возмущающей галактики нарушает осесимметрию гравитационного потенциала [30]. Поскольку встречи с другими галактиками случаются в жизни каждой галактики неоднократно, то и бар может зарождаться в галактике несколько раз за ее жизнь. Точно также он может и «рассасываться». Динамические расчеты [31] показывают, что достаточно поместить в центр галактики компактную гравитирующую структуру с массой всего 5 % от общей массы галактики — и бар разрушается. Откуда может взяться эта добавочная масса? Легко получить! Если в диске галактики с баром есть газ — а в спиральных галактиках он всегда есть — возмущение диска баром приводит к тому, что газовые облака отдают свой момент звездам и «стекают» вдоль бара к центру галактики. В центре газ собирается, уплотняется, происходит вспышка звездообразования — и вот уже дополнительно образованный балдж, «псевдобалдж», набравший массу до $10^9 M_{\odot}$ за несколько, 2–3, млрд лет, разрушает бар. Критики этих расчетов указывали на невозможность собрать за несколько миллиардов лет такое «тяжелое» ядро и полностью уничтожить бар (напомним, что масса

центральной черной дыры — всего 0.1 % от общей массы галактики). Однако недавнее усовершенствованное модельное рассмотрение проблемы Бурно и др. [32] показало, что если учесть не только образование центральной конденсации массы, но и перекачку момента от аккрецирующего газа к звездному бару, а также гравитационные крутящие моменты от бара, то действительно, бар в спиральной галактике, богатой газом, «рассасывается» за 1—2 млрд лет.

Таким образом, на схеме рис. 1 на самом деле галактики могут «скакать» с ветки на ветку на характерных временах немногих миллиардов лет.

Просуммируем. . .

Мы должны признать, что на сегодняшний день окончательное знание о происхождении морфологических типов галактик еще не достигнуто нами. Модели и сценарии меняются каждые несколько лет, иногда радикально. Однако общее движение мысли, похоже, находится в значительном противоречии с предсказаниями космологических теорий: основная форма галактики, сфероидальная или дисковая, судя по всему определяется на $z > 1$, а может быть, и на $z > 2$, то есть 8—10 млрд лет назад. Последующие события — в основном, малые слияния со спутниками — добавляют во внешний вид галактики важные детали, изменяют соотношения структурных компонент, но основное — диск или сфероид — остается с галактикой на всю жизнь.

Список литературы

1. *Butcher H., Oemler A. J.* The evolution of galaxies in clusters. I - ISIT photometry of C1 0024+1654 and 3C 295 // *Astrophys. J.* — 1978. — Vol. 219. — P. 18.
2. *Fasano G., Poggianti B. M., Couch W. J. et al.* The Evolution of the Galactic Morphological Types in Clusters // *Astrophys. J.* — 2000. — Vol. 542. — P. 673–683. arXiv:astro-ph/0005171.
3. *Byrd G., Valtonen M.* Tidal generation of active spirals and S0 galaxies by rich clusters // *Astrophys. J.* — 1990. — Vol. 350. — P. 89.
4. *Moore B., Katz N., Lake G. et al.* Galaxy harassment and the evolution of clusters of galaxies // *Nature.* — 1996. — Vol. 379. — P. 613.

5. *Larson R. B., Tinsley B. M., Caldwell C. N.* The evolution of disk galaxies and the origin of S0 galaxies // *Astrophys. J.* — 1980. — Vol. 237. — P. 692.
6. *Quilis V., Moore B., Bower R.* Gone with the Wind: The Origin of S0 Galaxies in Clusters // *Science.* — 2000. — Vol. 288. — P. 1617.
7. *Засов А. В.* Дефицит H I в спиральных галактиках скопления Virgo // *Письма в Астрон. журн.* — 1978. — Т. 4. — С. 487.
8. *Larson R. B.* A model for the formation of a spherical galaxy // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1969. — Vol. 145. — P. 405.
9. *Larson R. B.* Dynamical models for the formation and evolution of spherical galaxies // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1974. — Vol. 166. — P. 585.
10. *Peebles P. J. E.* Origin of the Angular Momentum of Galaxies // *Astrophys. J.* — 1969. — Vol. 155. — P. 393.
11. *Tinsley B. M., Larson R. B.* Stellar population explosions in proto-elliptical galaxies // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1979. — Vol. 186. — P. 503.
12. *White S. D. M., Rees M. J.* Core condensation in heavy halos. A two-stage theory for galaxy formation and clustering // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1978. — Vol. 183. — P. 341.
13. *Aarseth S. J., Fall S. M.* Cosmological N-body simulations of galaxy merging // *Astrophys. J.* — 1980. — Vol. 236. — P. 43.
14. *Parry O., Eke V. R., Frenk C. S.* Galaxy morphology in the Λ CDM cosmology // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2009. — Vol. 396. — P. 1972.
15. *Kaviraj S., Devriendt J. E. G., Ferreras I. et al.* Identifying the progenitor set of present-day early-type galaxies: a view from the standard model // *Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 503. — P. 445.
16. *Trager S. C., Faber S. M., Worthey G., Gonzalez J. J.* The Stellar Population Histories of Early-Type Galaxies. II. Controlling Parameters of the Stellar Populations // *Astron. J.* — 2000. — Vol. 120. — P. 165.
17. *Howell J. H.* Star Formation Histories of Nearby Elliptical Galaxies. I. Volume-Limited Sample // *Astron. J.* — 2005. — Vol. 130. — P. 2065.

18. *Baes M., Sil'chenko O. K., Moiseev A. V., Manakova E. A.* Metallicity and age gradients in round elliptical galaxies // *Astron. Astrophys.* — 2007. — Vol. 467. — P. 991.
19. *Trujillo I., Feulner G., Goranova Y. et al.* Extremely compact massive galaxies at z 1.4 // *Mon. Not. R. Astron. Soc. Letters.* — 2006. — Vol. 373. — P. 36.
20. *Trujillo I., Conselice C. J., Bundy K. et al.* Strong size evolution of the most massive galaxies since z 2 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2007. — Vol. 382. — P. 109.
21. *Damjanov I., McCarthy P. J., Abraham R. G. et al.* Red Nuggets at z 1.5: Compact Passive Galaxies and the Formation of the Kormendy Relation // *Astrophys. J.* — 2009. — Vol. 695. — P. 101.
22. *Naab T., Johansson P. H., Ostriker J. P.* Minor Mergers and the Size Evolution of Elliptical Galaxies // *Astrophys. J., Lett.* — 2009. — Vol. 699. — P. 178.
23. *Bezanson R., van Dokkum P. G., Tal T. et al.* The Relation Between Compact, Quiescent High-redshift Galaxies and Massive Nearby Elliptical Galaxies: Evidence for Hierarchical, Inside-Out Growth // *Astrophys. J.* — 2009. — Vol. 697. — P. 1290.
24. *Portinari L., Sommer-Larsen J.* The Tully-Fisher relation and its evolution with redshift in cosmological simulations of disc galaxy formation // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2007. — Vol. 375. — P. 913.
25. *Zemp M., Diemand J., Kuhlen M. et al.* The graininess of dark matter haloes // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2009. — Vol. 394. — P. 641.
26. *Laurikainen E., Salo H., Buta R. et al.* Morphology of 15 Southern Early-Type Disk Galaxies // *Astron. J.* — 2006. — Vol. 132. — P. 2634.
27. *Galaz G., Villalobos A., Infante L., Donzelli C.* Bulge Evolution in Face-On Spiral and Low Surface Brightness Galaxies // *Astron. J.* — 2006. — Vol. 131. — P. 2035.
28. *Kormendy J., Drory N., Bender R., Cornell M. E.* Bulgeless Giant Galaxies Challenge Our Picture of Galaxy Formation by Hierarchical Clustering // *Astrophys. J.* — 2010. — Vol. 723. — P. 54.
29. *Eskridge P. B., Frogel J. A., Pogge R. W. et al.* The Frequency of Barred Spiral Galaxies in the Near-Infrared // *Astron. J.* — 2000. — Vol. 119. — P. 536.

30. *Noguchi M.* Close encounter between galaxies. II - Tidal deformation of a disc galaxy stabilized by massive halo // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 1987. — Vol. 228. — P. 635.
31. *Norman C. A., Sellwood J. A., Hasan H.* Bar Dissolution and Bulge Formation: an Example of Secular Dynamical Evolution in Galaxies // Astrophys. J. — 1996. — Vol. 462. — P. 114.
32. *Bournaud F., Combes F., Semelin B.* The lifetime of galactic bars: central mass concentrations and gravity torques // MNRAS Letters. — 2005. — Vol. 364. — P. 18.

ДИССИПАТИВНЫЙ КОЛЛАПС МАГНИТНОЙ СФЕРЫ ВО ВНЕШНЕМ ПОТЕНЦИАЛЬНОМ ПОЛЕ: ФОРМИРОВАНИЕ ДЖЕТОВ, УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ

Рассматривается диссипативная эволюция магнитного шара, находящегося в резистивной среде и обжимаемого потенциальным внешним полем. Магнитное поле в шаре бессиловое — совокупность магнитных тороидов, заключенных в сферические слои (модель Чандрасекхара, 1956). Диссипативная эволюция системы обусловлена тем, что внутри шара вследствие конечной проводимости плазмы выделяется джоулево тепло, т. е. постоянно происходит преобразование части магнитной энергии в тепловую, что в целом уменьшает магнитное давление в шаре. В то же время снаружи в потенциальном поле диссипативные процессы отсутствуют, так что давление внешнего магнитного поля, «обжимающего» шар, остается неизменным. Это и приводит к радиальному сжатию шара, автоматически устраняющему постоянно возникающий дисбаланс давлений.

Получено новое точное МГД-решение, описывающее равномерное радиальное сжатие магнитного сфероида с растущими внутри него плотностью и давлением плазмы. Формально шар сжимается до нуля за конечное время (магнитный коллапс). Время сжатия может быть относительно небольшим, если величина захваченной в нем магнитной спиральности (пропорциональной количеству магнитных тороидов в объеме шара), достаточно велика. Этот эффект обусловлен тем, что в данном случае характерный масштаб изменения поля в шаре определяется не его радиусом, а толщиной магнитных торов, вложенных в сферические слои: чем больше число этих торов, тем меньшей окажется, при одном и том же радиусе шара, эффективная толщина каждого из них. Вдоль оси симметрии магнитная система открыта. На этой оси магнитное и электрическое поля строго радиальны и знакопеременны по радиусу, поэтому вдоль оси шара плазма

будет выбрасываться наружу в обе стороны (узкие джеты!) со скоростью, значительно выше диффузионной, и заряженные частицы будут эффективно ускоряться. Обсуждаются приложения полученного решения применительно к солнечным вспышкам.

Аналогичная диссипативная задача решена для магнитной звезды с сильным тороидальным полем. Подчеркивается, что решения данного типа представляют большой интерес для любых астрофизических систем, где имеются сильные магнитные поля и осевая симметрия (магнитары, активные ядра галактик и пр.), поскольку позволяют предложить новый эффективный механизм формирования высококоллимированных джетов и ускорения заряженных частиц.

О НАУЧНОМ И ПРАКТИЧЕСКОМ ЗНАЧЕНИИ НАБЛЮДЕНИЙ ПОКРЫТИЙ ЗВЕЗД АСТЕРОИДАМИ

Покрытия звезд астероидами представляют собой весьма редкие астрономические явления, наблюдения которых дают ценную информацию как в научном, так и в практическом плане. Существуют, как минимум, 3 группы важных задач, решение которых возможно с использованием данных наблюдений таких явлений.

Уточнение орбит астероидов

Предвычисления событий покрытий звезд астероидами проводятся на основе имеющихся данных о координатах звезд и эфемеридах движения астероидов. При этом, естественно, точность предвычислений зависит прежде всего от того, насколько хорошо известны элементы орбиты того или иного астероида. Однако именно эта информация часто бывает весьма неточной и не вполне надежной, поскольку элементы орбит астероидов определяются на основе, как правило, сравнительно небольшого количества позиционных наблюдений, а такие наблюдения зачастую сопряжены со значительными трудностями, прежде всего из-за низкого уровня блеска многих малых планет. Кроме того, как известно, орбиты большинства астероидов подвержены довольно сильным возмущениям со стороны крупных тел Солнечной системы, поэтому элементы орбиты, определенные на основе предшествующих позиционных наблюдений, могут существенно измениться и «устареть» ко времени предполагаемого покрытия астероидом какой-либо звезды. По этим причинам астрономы, занимающиеся предвычислениями обстоятельств покрытий звезд астероидами, во многих случаях предпринимают усилия для организации «свежих» позиционных наблюдений соответствующего астероида незадолго до предполагаемого покрытия звезды, чтобы уточнить эфемериды его орбиты и заново провести предвычисления обстоятельств ожидающегося явления. В силу всех названных

факторов точность предвычислений положения на поверхности Земли полосы покрытия (аналогичной предвычисленной полосе полного солнечного затмения), в пределах которой возможны наблюдения этого явления, в большинстве случаев **в принципе** не может быть высокой, и погрешность этих предвычислений может достигать величин от нескольких сотен до нескольких тысяч километров (!).

Из сказанного следует, что во многих подобных ситуациях существует заметная вероятность зафиксировать предполагаемое явление покрытия даже из пунктов, находящихся достаточно далеко от «номинальной» предвычисленной полосы покрытия. С другой стороны, вполне может оказаться, что при наблюдениях даже из тех точек на поверхности Земли, которые находятся в пределах «номинальной» полосы или весьма близко к ней, явление покрытия не будет обнаружено! Важно подчеркнуть, что и в том, и в другом случае результаты наблюдений дают **очень важную информацию о реальной траектории движения астероида в период наблюдений**, и что здесь мы имеем дело с очень выразительным примером научной задачи, когда **отрицательный результат — это тоже результат!**

Таким образом, если имеется предварительная информация о вероятном покрытии той или иной звезды каким-либо астероидом, очень желательно организовать наблюдения предполагаемого явления в максимально возможном количестве пунктов, расположенных как в пределах «номинальной» предвычисленной полосы или весьма близко к ней, так и на достаточно большом удалении от этой полосы, т. е. во всех наблюдательных пунктах, где это технически возможно и хотя бы в минимальной степени имеет смысл. С помощью такой достаточно широкой «сети» наблюдательных пунктов можно выявить истинную траекторию движения астероида, которая, вообще говоря, может существенно отличаться от первоначально предсказанной. Результаты подобных наблюдений из нескольких или многих наблюдательных пунктов могут дать очень ценную информацию о реальной орбите данного астероида, в том числе и о **потенциально опасной для Земли его орбите!**

Наблюдатели (группы наблюдателей) в каждом пункте наблюдений должны быть оснащены специальными устройствами максимально точной регистрации времени, позволяющими зафиксировать момент времени, соответствующий началу ослабления блеска затмеваемой звезды, и момент его восстановления до первоначального уровня, а также и некоторые промежуточные моменты времени, со-

ответствующие характерным точкам на кривой изменений блеска в процессе покрытия; эти устройства должны обеспечивать хорошую «привязку» регистрируемых моментов к сигналам точного времени.

Определение размеров, формы и других параметров астероидов. Обнаружение двойных астероидов

Если моменты времени начала процесса покрытия и его окончания зарегистрированы с достаточно высокой точностью, то мы получаем, в первом приближении, промежуток времени, в течение которого астероид «экранировал» свет от звезды. Очевидно, что умножая известную скорость движения астероида на указанный промежуток времени, можно получить оценку размера тела астероида вдоль направления его движения.

Представим себе теперь, что несколько наблюдателей расположились в пределах полосы покрытия более-менее равномерно вдоль линии, перпендикулярной к направлению движения астероида. Если среднее расстояние между наблюдателями составляет некоторую небольшую часть поперечного размера астероида, то каждый из них, наблюдая затмение звезды из своего пункта наблюдения и достаточно аккуратно измерив его длительность, сможет затем вычислить длину той «хорды» тела астероида, которая в процессе покрытия «экранировала» свет звезды при наблюдении из данного пункта. Собрав затем и обобщив все полученные данные, можно в первом приближении определить профиль фигуры астероида, затмевавшего звезду.

Наиболее полная и, с большой вероятностью, уникальная информация о реальных характеристиках астероида может быть получена, если зарегистрирована **максимально точная и подробная кривая блеска**, соответствующая наблюдаемому процессу покрытия. Амплитуда падения блеска при покрытии может достигать нескольких (и даже многих!) звездных величин (для сравнительно ярких звезд), поэтому зафиксировать сам факт покрытия обычно нетрудно при визуальных наблюдениях даже с небольшим телескопом; однако длительность этих явлений весьма мала, она, как правило, находится в диапазоне от 1—2 с до десятков секунд, поэтому для регистрации

подробной кривой блеска необходимо использовать либо фотоэлектрический фотометр, либо ПЗС-приемник, обеспечивающие возможность проведения скоростной фотометрии с временным разрешением порядка 0.1 с или лучше.

Как видно из сказанного выше, вероятность получить достаточно качественную фотометрическую кривую блеска, соответствующую процессу покрытия звезды астероидом, не очень высока, поэтому во всем мире зарегистрировано относительно небольшое количество таких кривых. Что же касается отечественных наблюдений такого рода, то к настоящему времени мне известна **только одна** высококачественная кривая блеска, зарегистрированная российским (советским) астрономом при покрытии звезды астероидом. 4 мая 1983 г. астроном В. Б. Капков в обсерватории им. Энгельгардта Казанского гос. университета на 48-см рефлекторе АЗТ-14 с фотоэлектрическим фотометром, работающим в режиме счета фотонов, зарегистрировал с временным разрешением 0.1 с кривую покрытия звезды SAO 104751 = HD 231206 известным большим астероидом № 2 Паллада (В. Б. Капков, 1984).

Приближенные оценки блеска покрывавшейся звезды и астероида составляли: 9.2^m для звезды SAO 104751 и 10.5^m для астероида Паллада. На кривой покрытия четко виден участок (2—3), ограниченный двумя практически вертикальными линиями и соответствующий резкому падению светового потока за счет «экранирования» света звезды основным телом астероида. Определение с весьма высокой точностью протяженности этого участка во времени ($\Delta T = 23.49^s$) позволило автору названной работы получить довольно точную оценку длины соответствующей «хорды» тела астероида вдоль направления его движения: 316.6 ± 1.2 км.

Кроме того, на кривой покрытия хорошо видны участки относительно «плавного» снижения уровня сигнала перед собственно покрытием звезды основным телом астероида (участок 1—2) и постепенного, весьма продолжительного восстановления светового потока до первоначального уровня (участок 3—4). Предполагая, что наличие указанных участков на зарегистрированной кривой покрытия может объясняться присутствием вокруг основного тела астероида Паллада некоего облака, состоящего из мелких частиц пыли и газа, которое могло образоваться в результате ударов мелких метеоритов о поверхность астероида, В. Б. Капков построил соответствующие модели астероида, окруженного таким облаком, и подобрал оптимальную модельную кривую покрытия звезды подобным сложным

объектом, наилучшим образом описывающую наблюдаемую кривую. Согласно результатам подбора оптимальной модели, упомянутое газопылевое облако вокруг основного тела астероида могло иметь форму довольно сильно вытянутого эллипсоида вращения с характерным размером большой оси в проекции на картинную плоскость порядка 3 500—4 000 км.

Результаты, полученные из анализа обсуждаемой кривой покрытия, являются весьма важными и интересными, поскольку дают новую независимую информацию о возможных реальных геометрических и физических характеристиках данного астероида. Учитывая, что из анализа предшествующих фотоэлектрических наблюдений покрытия звезды тем же астероидом Паллада в мае 1978 г. американскими авторами были получены значения среднего диаметра астероида $\simeq 540$ км и геометрического альбедо его поверхности $\simeq 0.1$, можно сделать вывод о том, что вопрос о действительных геометрических и физических параметрах Паллады остался открытым. В частности, используя модель, предложенную В. Б. Капковым, и всю совокупность имеющихся данных фотометрических наблюдений этого астероида, можно построить усовершенствованную модель объекта, параметрами которой должны быть значение геометрического альбедо основного тела астероида и средние коэффициенты поглощения и рассеяния света частицами окружающего его газопылевого облака, и заново провести поиск оптимальных параметров такой модели.

Еще одной разновидностью **очень важной астрономической информации**, которая может быть получена при скоростной фотометрической регистрации покрытий звезд астероидами, является возможное обнаружение двойных астероидов, о существовании которых уже довольно давно известно (первый пример такого рода — двойной астероид Ида (№243) со спутником Дактиль). В случае, если происходит покрытие звезды двойным астероидом, это очевидным образом может отразиться на характере зарегистрированной кривой покрытия.

К. В. Холшевников, В. Ш. Шайдулин
Санкт-Петербургский государственный университет

**О ТОЧНОСТИ
ОЦЕНОК ХОЛШЕВНИКОВА—АНТОНОВА
ОБЩЕГО ЧЛЕНА РЯДА ЛАПЛАСА**

Основным представлением гравитационного потенциала небесных тел служит ряд Лапласа по шаровым функциям. Современные модели геопотенциала содержат тысячи сферических гармоник. Это требует знания оценок общего члена и остатка ряда. Для тел нерегулярной структуры давно известны оценки Холшевникова—Антонова и примеры их достижимости. Нами найден обширный класс просто устроенных тел, для которых ряд Лапласа сходится быстрее. Возможно, и для Земли сходимость ряда несколько более быстрая, чем предполагалось ранее.

The main type of representation of the gravitational potential of celestial bodies is the Laplace series in spherical harmonics. Modern models of the geopotential contain thousands of spherical harmonics. It demands knowledge of estimates of a general term and a remainder of the series. For bodies of irregular structure estimates by Kholshchevnikov—Antonov are well known just as examples of their attainability. We have found an extensive class of simply composed bodies for which the Laplace series converges more rapidly. It is possible, the convergence rate for the Earth is higher than it was supposed before.

Введение

Представление гравитационного потенциала Земли и других небесных тел рядом Лапласа по шаровым функциям является в настоящее время основным и наиболее широко используемым [1]. Альтернативные представления (см., например, [2]) применяются редко. Современные модели геопотенциала [3], содержат огромное количество сферических гармоник, до нескольких тысяч. Это требует

детального знания поведения ряда — как минимум, оценок общего члена и остатка. Казалось, вопрос можно считать теоретически решенным: в книге [4] приведены оценки общего члена ряда Лапласа для тел различной степени гладкости. Там же на примерах показано, что эти оценки неулучшаемы в следующем смысле. Существуют просто устроенные тела, для которых достигается степенной порядок оценок, а иногда даже и входящая в оценку константа. На практике интересен в основном случай нерегулярно устроенных тел с изломами поверхностей постоянной плотности, каковы планеты земной группы, карликовые планеты, спутники, астероиды, ядра комет. В [4] приведен один пример тела с негладкой поверхностью (полусфер), для которого теоретические оценки достигаются. Недавно мы построили семейство таких тел. Расширяя его, мы неожиданно для себя обнаружили семейство тел, для которых ряд Лапласа сходится быстрее, что и описывается ниже.

Возможно, и для Земли сходимость ряда несколько более быстрая, чем предполагалось ранее. Однако этот вопрос требует отдельного исследования и здесь не рассматривается.

Разложение потенциала по шаровым функциям

Гравитационный потенциал трехмерного тела T в точке Q пространства \mathbb{R}^3 по определению равен интегралу

$$V(Q) = \int_T \frac{\varrho(Q')}{s(Q, Q')} d\tau'. \quad (1)$$

Здесь $s = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}$ — расстояние между точкой Q и переменной точкой интегрирования Q' ; $\varrho(Q')$ — плотность; $d\tau'$ — элемент объема; постоянная тяготения принята равной единице.

Фиксируем декартову систему отсчета $Oxyz$. Считаем тело T компактным и вводим объемлющую сферу S радиуса R , проходящую через наиболее удаленную от O точку T .

Замечание. Объемлющая сфера с центром в центре масс Земли проходит через вершину горы Чимборасо. Последняя представляет собой потухший вулкан приблизительно конической формы (см. рис. 1) высотой $h = 6$ км ($h/R = 10^{-3}$). В шаровом слое глубиной

$h = 6$ км помещается еще несколько гор меньшей высоты, — в частности, действующий вулкан Котопахи, еще больше напоминающий правильный конус.



а)



б)

Рис. 1. Чимборасо, 6 310 м над уровнем моря (а) и Котопахи, 5 897 м над уровнем моря (б)

Вне объемлющей сферы потенциал представляется рядом Лапласа по шаровым функциям V_n

$$V = \sum_{n=0}^{\infty} V_n, \quad V_n(r, \theta, \lambda) = \frac{MR^n}{r^{n+1}} Y_n(\theta, \lambda). \quad (2)$$

Здесь r, θ, λ — сферические координаты, M — масса тела. Безразмерные сферические функции Y_n определяются интегралом:

$$Y_n = \frac{1}{MR^n} \int_T r'^n P_n(\cos H) \varrho(Q') d\tau'. \quad (3)$$

Здесь P_n — многочлен Лежандра со стандартной нормировкой $P_n(1) = 1$, H — угол между векторами $OQ = \mathbf{r}$ и $OQ' = \mathbf{r}'$.

Для практических целей сферические функции представляют линейными комбинациями элементарных сферических гармоник

$$Y_n = \sum_{k=0}^n P_n^k(\cos \theta) (C_{nk} \cos k\lambda + S_{nk} \sin k\lambda)$$

с постоянными Стокса (гармоническими коэффициентами) C_{nk}, S_{nk} . Но в теории предпочтительнее иметь дело с интегралом (3).

Если T — тело вращения вокруг оси z , то все коэффициенты Стокса обращаются в нуль, кроме C_{n0} , который мы будем обозначать через c_n . В этом случае

$$Y_n = c_n P_n(\cos \theta).$$

Переходя к оценкам общего члена ряда Лапласа (2), ограничимся только нерегулярными телами, имеющими разрывы плотности вдоль нерегулярных поверхностей и линий, как наша Земля с ее горными хребтами, глубоководными впадинами и разломами коры. Считаем поэтому, что T — шар радиусом R , допуская нулевые значения плотности. Тогда сферическая функция Y_n выразится интегралом по объему шара

$$Y_n = \frac{1}{MR^n} \int \varrho' r'^n P_n(\cos H) d\tau'. \quad (4)$$

Нет никакого смысла оценивать отдельно коэффициенты C_{nk}, S_{nk} . Следует оценивать целиком сферическую гармонику Y_n . Воспользуемся чебышевской (равномерной) нормой

$$\langle f \rangle = \max |f(\theta, \lambda)|, \quad (5)$$

где наибольшее значение берется по единичной сфере. Нормировка общего члена (4) выбрана так, что

$$Y_0 \equiv 1, \quad \langle Y_n \rangle \leq 1, \quad (6)$$

и для тел вращения

$$\langle Y_n \rangle = |c_n|. \quad (7)$$

Считаем ниже $n \geq 1$.

Теорема. Пусть в произвольно ориентированной системе координат при каждом r функция ϱ имеет равномерно ограниченную интегрируемую вариацию вдоль любого меридиана от полюса до полюса. Тогда

$$\langle Y_n \rangle \leq \frac{C}{n^\sigma} \quad (8)$$

при $\sigma = 5/2$.

Доказательство теоремы и значение постоянной C можно найти в [1, 4].

Примеры

Покажем на простых примерах тел вращения, что значение $\sigma = 5/2$ в оценке (8) может достигаться, так что в общем случае неравенство (8) нельзя усилить, не вводя дополнительных ограничений в условия теоремы.

Пример 1. Пусть тело T_1 — однородный полушар (северное полушарие) радиуса R : $r \leq R$, $z \geq 0$. Коэффициенты при зональных гармониках можно найти в [1, 4]: $c_0 = 1$, остальные c_n с четными индексами равны нулю, а для нечетных n

$$c_n = 3(-1)^{(n-1)/2} \frac{(n-2)!!}{(n+3)!!}. \quad (9)$$

Пользуясь формулой Валлиса, найдем асимптотику коэффициентов в виде

$$|c_n| \sim \frac{\sqrt{18/\pi}}{n^\sigma}, \quad \sigma = \frac{5}{2}, \quad (10)$$

где символ « \sim » означает эквивалентность переменных при $n \rightarrow \infty$. Формула (10) с учетом (7) устанавливает точность оценки (8).

Пример 2. Пусть тело T_2 — шаровой сектор с радиусом $a > 0$ и углом полураствора 2α , $0 < \alpha < \pi/2$. На рис. 2 представлено сечение T_2 плоскостью, проходящей через ось симметрии.

Воспользуемся декартовой системой координат \mathcal{O} с началом в вершине сектора O и осью z , направленной вдоль оси симметрии прочь от T_2 . Неравенства

$$r \leq a, \quad \pi - 2\alpha \leq \theta \leq \pi \quad (11)$$

задают T_2 . Методом, использованным при выводе (9), найдем

$$c_n(\alpha) = \frac{3(-1)^{n-1}}{2(n+3)\sin^2\alpha} \tilde{P}_n(\cos 2\alpha), \quad n \geq 1, \quad (12)$$

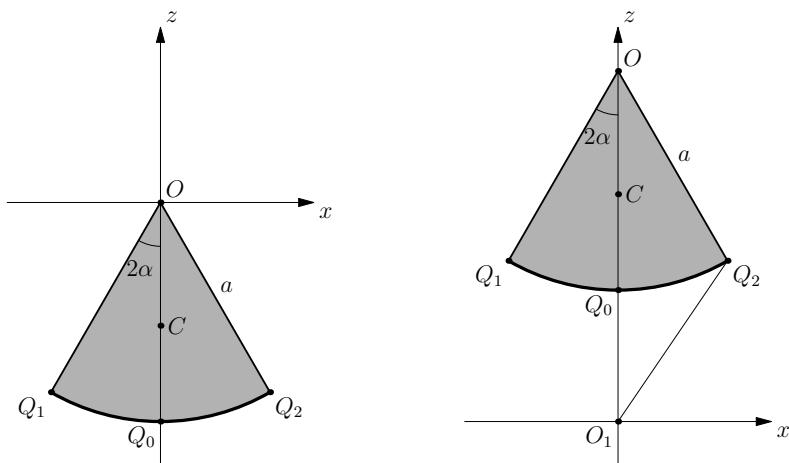


Рис. 2. Сечение шарового сектора плоскостью, проходящей через ось симметрии, за которую принята ось z . Начало координат совмещено с вершиной O (слева), с лежащей ниже точкой O_1 оси z (справа)

где

$$\tilde{P}_n(x) = \int_{-1}^x P_n(t) dt.$$

При фиксированном α , $0 < \alpha < \pi/2$ нетрудно получить асимптотику

$$c_n(\alpha) \sim (-1)^n \frac{C_1(\alpha)}{n^{5/2}} \sin \left[(2n+1)\alpha - \frac{\pi}{4} \right], \quad C_1(\alpha) = 3 \sqrt{\frac{\cos \alpha}{\pi \sin^3 \alpha}}. \quad (13)$$

Таким образом, при любом α , $0 < \alpha < \pi/2$ неравенство (8) достигается при $\sigma = 5/2$. Заметим, что полушар — частный случай сектора при $\alpha = \pi/4$.

Пример 3. Пусть тело T_3 — цилиндр с радиусом основания $a > 0$ и высотой $2b$. В подходящей системе декартовых координат неравенства

$$x^2 + y^2 \leq a^2, \quad -b \leq z \leq b$$

задают T_3 . (см. рис. 3.)

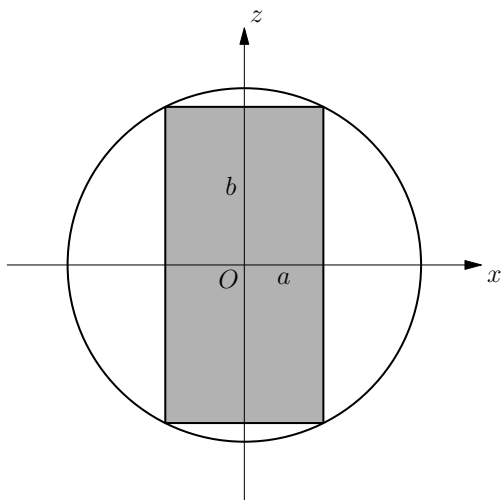


Рис. 3. Сечение цилиндра T_3 и сечение объемлющей сферы; a — радиус основания, $2b$ — высота цилиндра

По симметрии относительно плоскости Oxy постоянные Стокса c_n при нечетных n исчезают, а при четных n найдены в [4]:

$$c_n = \frac{2R^3}{(n+1)(2n+5)a^2b} \left[P_{n+1} \left(\frac{b}{R} \right) - P_{n+3} \left(\frac{b}{R} \right) \right], \quad (14)$$

где $R = \sqrt{a^2 + b^2}$. Применяя выведенную в [5] оценку разности многочленов Лежандра, получим

$$|c_n| < \frac{2AR^{5/2}}{(n+1)(2n+5)\sqrt{n+7/3}a^{3/2}b} \quad (15)$$

при $A = 0.825031$.

По-прежнему неравенство (8) достигается при $\sigma = 5/2$.

Покажем теперь (тоже на простых примерах), что общий член ряда Лапласа может убывать и быстрее, а именно — согласно оценке (8) при $\sigma = 3$.

Пример 4. Пусть тело T_4 — шаровой сектор примера 2. Рассмотрим его потенциал в системе отсчета \mathcal{O}_1 , отличающейся от \mathcal{O} лишь сдвигом начала координат в точку O_1 оси z , лежащую ниже точки O на расстоянии R от нее, см. рис. 2. Подчиним R условию: объемлющая T_4 сфера проходит через вершину сектора O и имеет O единственной общей с T точкой. Иными словами, $OO_1 > O_1Q_2$, т. е.

$$R > \sqrt{a^2 - 2aR \cos 2\alpha + R^2}, \quad (16)$$

откуда

$$\cos 2\alpha > 0, \quad R > \frac{a}{2 \cos 2\alpha}. \quad (17)$$

Выразить c_n через простые функции от a, R, α вряд ли возможно. Однако асимптотику нам удалось найти:

$$c_n = \frac{C_n(a, R, \alpha)}{n^\sigma}, \quad (18)$$

$$\sigma = 3, \quad C_n(a, R, \alpha) = \frac{6R^3 \cos 2\alpha \cos^2 \alpha}{a^3} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{n}\right).$$

Обратим внимание, что коэффициенты теперь убывают быстрее в \sqrt{n} раз, поскольку $\sigma = 3$. Возможное объяснение: масса слоя между объемлющей сферой и сферой радиуса $R - h$ пропорциональна h^3 , тогда как в предыдущих примерах она пропорциональна h или h^2 .

В приведенных примерах рассмотрены тела, даже отдаленно не напоминающие реальные. Построим пример тела, которое при богатом воображении напоминает планету.

Пример 5 (шар с горой). Поставим сектор T_4 на шар T_5 с центром в O_1 и радиусом $b = O_1Q_2$ (см. рис. 4). Полученное неоднородное тело обозначим через T_6 . Очевидно,

$$b = \sqrt{a^2 - 2a\bar{R} \cos 2\alpha + \bar{R}^2}, \quad (19)$$

Потребуем, чтобы угол O_1Q_2O был тупым, т. е.

$$\bar{R} > \frac{a}{\cos 2\alpha}. \quad (20)$$

В этом случае коническая поверхность сектора T_4 целиком расположена вне T_5 , так что $T_6 = T_4 \cup T_5$ можно рассматривать как шар с горой на северном полюсе. Такой рельеф Земли описан Жюлем

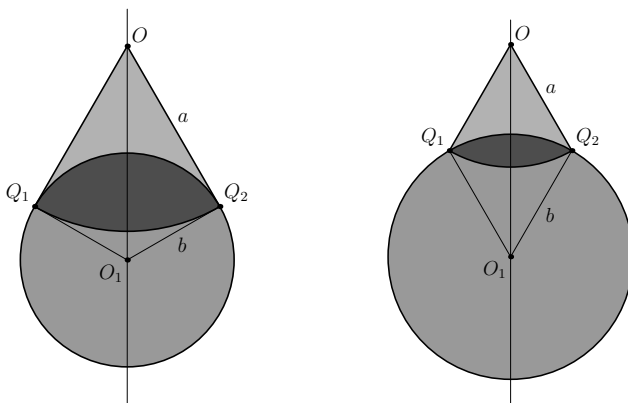


Рис. 4. Сечение тела $T_6 = T_4 \cup T_5$ плоскостью, проходящей через ось симметрии; $OQ_2 = a$, $O_1Q_2 = b$, $OO_1 = \bar{R}$. Справа — общий, слева — предельный случай (O_1Q_2 перпендикулярно Q_2O), когда T_6 представляет собой сектор на шаре

Вернем в романе [6]. Разумеется, Чимборасо и Котопаху находятся вблизи экватора, а не полюса, но шаровые функции инвариантны относительно вращений, и любые их нормы не меняются при вращениях.

Неравенство (17) вытекает из (20).

Опишем строение тела T_6 более аккуратно. Его можно представить как объединение тела T_4 с плотностью ϱ_4 и тела T_5 с плотностью ϱ_5 . То же самое можно представить, как объединение трех непересекающихся тел: лунки $T_7 = T_4 \cap T_5$ с плотностью $\varrho_4 + \varrho_5$, сектора без лунки $T_4 \setminus T_7$ с плотностью ϱ_4 и шара без лунки $T_5 \setminus T_7$ с плотностью ϱ_5 . Геометрия масс тела T_6 представлена на рис. 5.

Найдем потенциал тела T_6 в используемой гравиметристами барицентрической системе координат O_2 с осями, параллельными осям системы O и началом в центре масс O_2 тела T_6 . Последний лежит на оси z на расстоянии a_2 , a_3 , R от O_1 , C , O , соответственно (рис. 5).

Простые геометрические соображения позволяют выписать коэффициенты c_n^* при зональных гармониках тела T_6 в виде

$$c_n^* = (1 - \mu) \left(-\frac{a_2}{R} \right)^n + \mu c_n(a, R, \alpha), \quad (21)$$

где через $c_n(a, R, \alpha)$ мы обозначили коэффициенты (18) сектора T_4 , $\mu = M_4/(M_5 + M_4)$. Первое слагаемое не влияет на асимптотику, и

Пример 6 (шар с двумя симметричными горами). Пусть теперь на шар T_5 с центром в O_1 и радиусом $b = O_1Q_2$ поставлено два одинаковых сектора T_4 на северном и южном полюсе. Полученное неоднородное тело обозначим через T_7 . Центр масс T_7 совпадает с O_1 , $a_2 = 0$, $\bar{R} = R$. В неравенствах (19, 20) следует положить $\bar{R} = R$. По симметрии все гармоники с нечетными индексами обращаются в нуль. Гармоники же с четными индексами с точностью до множителя совпадают с гармониками сектора T_4

$$(M_5 + 2M_4)Y_n = 2M_4 \frac{C_n(a, R, \alpha)}{n^3} P_n(\cos \theta), \quad (23)$$

откуда

$$Y_n = c_n P_n(\cos \theta), \quad c_n = \frac{2M_4 C_n(a, R, \alpha)}{(M_5 + 2M_4)n^3}, \quad (24)$$

где $C_n(a, R, \alpha)$ даются формулой (18).

Пример 7 (шар с множеством симметричных гор). В этом последнем примере рассматривается тело T , не обладающее осевой симметрией. Пусть T_0 — шар радиуса b и массы M_0 с центром в точке O ; T_i — шаровой сектор примера 2 с массой M_i , радиусом a_i , углом полураствора $2\alpha_i$, $0 < \alpha_i < \pi/2$, вершина сектора O_i определяется вектором $OO_i = \mathbf{r}_i$, причем OO_i служит осью симметрии; \tilde{T}_i — шаровой сектор, отличающийся от T_i , только заменой вектора \mathbf{r}_i на $-\mathbf{r}_i$; $i = 1, \dots, k$. Определим T как объединение $T = T_0 \cup T_i \cup \tilde{T}_i$ (шар с множеством k пар симметричных гор). Горы могут обладать разной формой, плотностью и массой, но объемлющая сфера должна проходить через их вершины. Иными словами, величина

$$R = \sqrt{b^2 - a_i^2 \sin^2 2\alpha_i} + a_i \cos 2\alpha_i \quad (25)$$

не должна зависеть от i .

Объемлющая сфера имеет центром точку O , совпадающую с центром масс T , и радиус R . Сферическая гармоника тела T в точке, определяемой вектором \mathbf{r} , дается соотношением

$$MY_n = \sum_{i=1}^k \frac{1}{n^3} M_i C_n(a_i, R, \alpha_i) [P_n(\cos H_i) + P_n(-\cos H_i)],$$

где M — масса T ; H_i — угол между векторами \mathbf{r} и \mathbf{r}_i . Таким образом, нечетные гармоники отсутствуют, а при четных n удовлетворяют

неравенству (8) при $\sigma = 3$ и

$$C = 2 \sup_n \sum_{i=1}^k \frac{M_i}{M} C_n(a_i, R, \alpha_i).$$

Поскольку M_i/a_i^3 , а вместе с ними и $M_i C_n(a_i, R, \alpha_i)$ ограничены, постоянная C конечна.

Очевидно, введенные для простоты условия центральной симметрии и прохождения объемлющей сферы через вершину каждой горы несущественны. И без этих условий мы получаем оценку (8) при $\sigma = 3$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам президента РФ для поддержки ведущих научных школ (грант НШ-3290.2010.2) и Программы проведения фундаментальных исследований СПбГУ по приоритетным направлениям (грант 6.37.110.2011)

Список литературы

1. *Холшевников К. В.* Представление гравитационного потенциала рядом Лапласа: область применимости // Физика космоса: Тр. 37-й Международ. студ. науч. конф., Екатеринбург, 28 янв.—1 февр. 2008 г. — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2008. — С. 195.
2. *Антонов В. А., Тимошкова Е. И., Холшевников К. В.* Сравнительные свойства различных представлений гравитационного поля Земли // Изучение Земли как планеты методами астрономии, геодезии и геофизики. — Киев, 1982. — С. 93.
3. *Шайдулин В. Ш.* Представление гравитационного потенциала рядом Лапласа: область применимости // Физика космоса: Тр. 37-й Международ. студ. науч. конф., Екатеринбург, 28 янв.—1 февр. 2008 г. — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2008. — С. 271.
4. *Антонов В. А., Тимошкова Е. И., Холшевников К. В.* Введение в теорию ньютоновского потенциала. — М.: Наука, 1988. — С. 270.
5. *Антонов В. А., Холшевников К. В., Шайдулин В. Ш.* Об оценке производной многочлена Лежандра // Вестн. С.-Петерб. ун-та. — 2010. — Сер. 1, вып. 4. — С. 124.
6. *Верн Ж.* Путешествия и приключения капитана Гаттераса. — М.: АСТ, Астрель, 2010. — С. 448.

ПЕРВЫЕ ЗВЕЗДЫ

Введение

Окончание «темной эпохи» в истории Вселенной связывают с образованием первых объектов, кардинально изменивших тепловую, ионизационную, а затем и химическую структуру Вселенной. Среди этих объектов особое место занимают так называемые «первые звезды» или звезды населения III. Эти звезды были очень массивными, поскольку непрозрачность вещества, лишенного тяжелых элементов мала, а из такого вещества (к тому же довольно теплого) могли образовываться только массивные объекты. Важнейшей «работой», выполненной первыми звездами, был нуклеосинтез первых тяжелых элементов во Вселенной. Привнесение тяжелых элементов обусловило возможность образования сравнительно маломассивных звезд современного типа и в значительной степени определило картину эволюции галактик.

Понимание формирования, жизни и смерти первых звезд, а также воздействий, которые эти объекты оказали на структуры, образовавшиеся на более поздних стадиях эволюции Вселенной, является одной из главных задач современных космологических и астрофизических исследований. Собственно «интерфейс» между этими двумя научными направлениями изучения Вселенной может быть довольно четко определен именно эпохой формирования первых звезд и галактик.

Исследованию первых звезд и их роли в эволюции Вселенной посвящены в последние годы многие сотни работ. Для того, чтобы можно было проследить историю исследований в этом направлении и оценить их современное состояние я рекомендую (разумеется, по своему вкусу) следующие несколько публикаций обзорного типа [1–6].

В этой лекции по необходимости кратко затронута лишь одна тема — современные представления об образовании и свойствах первых звезд. К сожалению, отложены «на потом» чрезвычайно важные для понимания астрофизической и космологической картины Вселенной вопросы.

- Как можно подтвердить существование первых звезд в наблюдениях?
- Могли ли первые звезды сохраниться до нашей эпохи?
- Как первые звезды определяли свойства и эволюцию межгалактической среды?
- Какова роль первых звезд в процессе формирования звезд следующего поколения (звезд очень низкой металличности) и в ранней эволюции галактик?
- Какова роль темного вещества в первых звездах?

Кстати, последняя тема сейчас становится «модной». В ряде работ (см., например, [7] и ссылки в ней) развивается идея, что первый этап в звездной истории Вселенной может быть обусловлен телами (называемыми темными звездами — dark stars), в которых энергия генерируется за счет аннигиляции слабо взаимодействующих массивных частиц (WIMPs), а не за счет синтеза. Согласно [7] эти первые темные звезды очень массивные ($\sim 800 M_{\odot}$), причем доля собственно темного вещества в них невелика (~ 0.001), холодные ($6\,000\text{ K}$), яркие ($\sim 10^6 L_{\odot}$), долгоживущие ($\sim 10^6$ лет) объекты, которые вероятно являются предшественниками сверхмассивных черных дыр на больших z .

Что такое «первые звезды»?

В литературе встречаются значительные разночтения по вопросу, что называть первыми звездами (звездами населения III) и как классифицировать эти объекты. Поэтому участники конференции First Stars III, состоявшейся в США в 2008 г. предложили следующую конвенцию по номенклатуре:

- Население III: Это общий термин, который описывает все звезды, образовавшиеся из газа, состав которого был определен во время первичного нуклеосинтеза, независимо от того, как, когда и где они сформировались. Эти звезды состояли почти полностью из водорода и гелия. Было признано, что этот термин является слишком широким, и есть необходимость введения понятий «Население III.1» и «Население III.2», которые специфицированы ниже.

- Население III.1: суть истинные звезды «первого поколения», т. е. звезды первичного химического состава, который целиком определяется космологическими параметрами и процессом формирования космологической структуры, и не подвергались влиянию звездообразования в предыдущие эпохи.
- Население III.2: Это «второе поколение» звезд, у которых начальный состав был таким же как и у звезд населения III.1. Однако, на их образование, значительно повлияли процессы первичного звездообразования (в близких областях) путем инжекции в первичный газ кинетической энергии, диссоциирующих и ионизирующих излучений, космических лучей и так далее.
- Население II.5: Это возможное обозначение для класс звезд с ненулевой металличностью, т. е. имеющих некоторое количество тяжелых элементов, часто называемых в астрофизике металлами. Содержание металлов в газе, из которого образовались эти звезды, очень мало и недостаточно, чтобы существенно определять функцию охлаждения и, соответственно, процесс образования таких звезд, но играет непренебрежимую роль в эволюции звезд на главной последовательности, например, определяет интенсивность звездного ветра.
- Население II: Это звезды, содержание металлов в которых превышает «критическую металличность», т. е. металличность, при которой функция охлаждения газа существенно определяется содержанием металлов в нем.

Где образуются первые звезды?

В современных космологических моделях, гравитационно связанные объекты образуются иерархическим образом, т. е. «снизу — вверх» (bottom—up). Сначала образуются объекты наименьших масс, а более массивные структуры формируются путем слияния и аккреции этих объектов. Последующее формирование крупных объектов происходит быстро. Эти объекты формируются из темного вещества, плотность которого примерно в 10 раз больше чем плотность барионной компоненты. В результате образуется большое число гравитационно связанных объектов (часто называемых «галло темного вещества» (dark matter halo) в широком диапазоне масс. Барионное вещество постепенно стягивается в потенциальные ямы, сформированные гравитацией гало темного вещества, накапливается там, и

именно на дне этих ям формируются протогалактики и первые звезды. Спектр масс гало темного вещества обычно описывают распределением Пресса—Шехтера [8]. Формализм Пресса—Шехтера дает также возможность описать эволюцию спектра масс обсуждаемых гало.

Критерием возможности образования в гало барионной структуры является привычное в астрофизике условие — масса гало должна превышать джинсовскую массу M_J . Оценить джинсовскую массу для $z < 150$ можно оценить по формуле, приведенной в [3], где масса Джинса трактуется обобщенно, т. е. с учетом темного вещества и с учетом зависимости температуры газа от космологического фактора z .

$$M_J = \frac{4.9 \times 10^4}{\Omega_m h^2} \left(\frac{1+z}{150} \right)^{3/2},$$

где Ω_m — приведенная плотность вещества, включающая и темное вещество и барионы; h — приведенная постоянная Хаббла.

Когда масса гало превышает массу Джинса можно говорить о благоприятных условиях для образования барионной гравитационно связанной структуры. Результаты многочисленных теоретических исследований (в рамках Λ CDM модели) приводят к довольно четкому выводу: первые гравитационно связанные структуры образуются на $z \sim 30$ —40 и минимальная масса таких объектов (их часто называют «минигало») $\sim 10^4 M_\odot$. Очевидно, что при соотношении плотности темного вещества и барионов ~ 10 масса барионов в таком объекте составляет $\sim 10^3 M_\odot$.

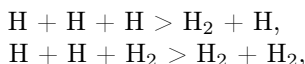
Подчеркнем, что барионные гравитационно связанные структуры — еще не первые протозвезды. Их можно называть протогалактиками, как это делается, например, в [3]. Образуются ли в такой структуре одна или группа первых звезд зависит от ряда условий, обсуждающихся ниже. И напомним, что приводимые значения масс определялись в соответствии с подходом, принятым в Λ CDM космологической модели.

Роль охлаждения в процессе образования протогалактик и первых звезд

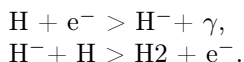
Согласно стандартной модели образования звезд населения III, они рождаются массивными ($\sim 100 M_\odot$) и образуются как изолированные, одиночные звезды в центрах минигало темного вещества

массой $\sim 10^4\text{--}10^6 M_\odot$ на красных смещениях $z = 30\text{--}15$. Шкала масс для звезд населения III принципиально обусловлена деталями процесса охлаждения первичного газа, который вириализуется при температурах $\sim 100\text{--}1000$ К в таких минигало.

Первичный водородно-гелиевый газ может охлаждаться только благодаря излучению молекул H_2 . Эти молекулы могут образоваться в трехчастичных реакциях



но лишь при высокой плотности газа ($n_{\text{H}} > \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$), так как скорости этих реакций малы [9]. При более низкой плотности, газо-фазное формирование H_2 определяется различными наборами реакций, наиболее эффективный (быстрый) из которых рассмотрен в космологическом аспекте в работе [10]) и связан с участием H^- иона



Зависимость образования H_2 от наличия свободных электронов (или протонов в других наборах реакций) означает, что образование H_2 будет очень неэффективными при низкой температуре газа, так как равновесная степень ионизации очень мала. На практике, однако, в умеренных количествах H_2 может образоваться, если газ изначально не находился в состоянии в ионизационного равновесия. Такое предположение справедливо, поскольку межгалактическая среда (МГС) сохраняет некоторую остаточную степень ионизации, начиная с эпохи рекомбинации. Это происходит потому, что из-за хаббловского расширения временная шкала рекомбинации в МГС превышает шкалу расширения и степень ионизации «замерзает» на уровне $\sim 2 \times 10^{-4}$. Так что протогалактики, формирующиеся из МГС, частично ионизованы. С ростом плотности в процессе формирования протогалактики степень ионизации быстро падает, но все же (из-за увеличенной плотности) образуется некоторое количество H_2 . Относительное содержание H_2 молекул находится в диапазоне $10^{-3}\text{--}10^{-4}$. Для сравнения отметим, что доля молекул в МГС в эту эпоху составляла около 2×10^{-6} [11].

При известных плотности и температуре газа и содержании H_2 можно рассчитать скорость охлаждения.

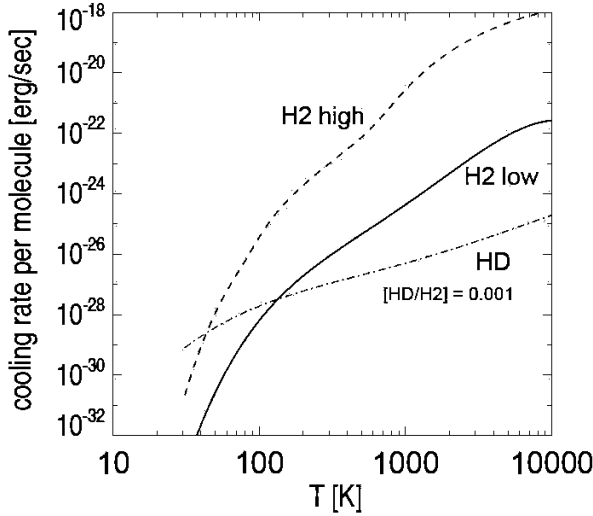


Рис. 1. Скорости радиативного охлаждения на H_2 и HD (в расчете на молекулу) в пределе низкой плотности ($n_H = 1 \text{ cm}^{-3}$) — сплошная и штрихпунктирная линии соответственно. Предполагается, что относительное содержание $HD/H_2 = 0.001$. Штриховой линией показана скорость охлаждения в пределе высокой плотности n_H

Основные особенности функции скорости охлаждения просты (см. рис. 1, адаптированный из [12]). Скорость охлаждения падает экспоненциально при низких температурах, из-за достаточно большой энергии возбуждения первого доступного возбужденного состояния ($J = 2$ вращательное состояние, которое лежит на 512 K выше $J = 0$ основного состояния пара-водорода), и пренебрежимо мало при температурах ниже 100 K. Скорость охлаждения $\Lambda_{H_2} \propto n_{H_2}^2$ при низких плотностях, где радиационная деэкситация доминирует, и $\Lambda_{H_2} \propto n_{H_2}$ при высокой плотности, где доминирует столкновительная деэкситация. Переход происходит вблизи критической плотности $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Отметим кстати, что роль молекул HD в охлаждении на этих стадиях эволюции незначительна. Это подтверждается в детальных исследованиях [13]. Для образования HD нужно много свободных электронов, которые появляются в изобилии только после того, как массивная звезда — мощный источник ионизирующего излучения уже сформировалась.

Имея соответствующий набор скоростей химических реакций и зная точную скорость охлаждения молекулами H_2 , можно изучать химическую, тепловую и динамическую эволюцию (сжатие, коллапс и так далее) гравитационно связанного объекта (протогалактики).

Тепловую эволюцию протогалактик изучали многие исследователи (см, например, обзор [14]). Различают два подхода к описанию тепловой эволюции. Большинство разработанных моделей тепловой и химической эволюции рассматривают динамическую эволюцию упрощенно, например, предполагая сферическую симметрию протогалактики и свободный коллапс, если шкала охлаждения длиннее динамической. Эти модели проявляют сходные эволюционные закономерности. Первоначально, скорость охлаждения незначительна и эволюция газа очень близка к адиабатической. При дальнейшем сжатии увеличение температуры, плотности и содержания H_2 в совокупности приводят к резкому увеличению скорости охлаждения. В конце концов, время охлаждения становится сравнимым с временной шкалой сжатия и сжатие (коллапс) перестает быть даже приблизительно адиабатическим. Температура достигает максимума, а затем уменьшается при более высоких плотностях, поскольку радиационное охлаждение становится доминирующим над нагревом вследствие сжатия. Альтернативная модель представлена в [15]. Авторы также использовали набор приближений (сферическая симметрия, свободный коллапс), но учитывая роль темного вещества, «останавливали» коллапс, когда выполнялось одно из двух условий: 1) температура газа превышает вириальную температуру протогалактики, 2) средняя плотность газа превышает среднюю плотность темного вещества гало. Они определили на каждом красном смещении минимальную массу M_{min} , такую, что только протогалактики с массой больше M_{min} охлаждаются эффективно. Например, при $z = 30$, $M_{min} \sim 10^6 M_\odot$, на два порядка больше, чем масса Джинса на этом красном смещении. Этот результат также может быть выражен и как условие минимума вириальной температуры T_{min} , связанной с M_{min} . На $z = 30$ $T_{min} \sim 1\,000$ К. Согласно первому подходу любая протогалактика может эффективно охлаждаться при достижении температуры $\sim 1\,000$ К. Согласно второму подходу только те протогалактики могут охлаждаться, у которых вириальная температура превышает $\sim 1\,000$ К. При более низких вириальных температурах протогалактика остается просто газовым облаком и звезды в нем не будут формироваться.

Ясно, что при переходе к большим плотностям в процессе дальнейшего сжатия (коллапса) необходимо учитывать и другие, кроме рассмотренных, механизмы охлаждения (нагрева). Среди них в работе [6] отмечены: 1) нагрев при образовании H_2 и изменение адиабатического индекса при $n \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$, 2) радиативное охлаждение в линиях H_2 при $n \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$, 3) радиативное охлаждение из-за столкновительно индуцированного излучения при $n > 10^{14} \text{ см}^{-3}$, включая эффекты непрозрачности в континууме и 4) охлаждение за счет диссоциации H_2 при $n > 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Конечно, мощным средством изучения тепловой (а также динамической и химической) эволюции протогалактик и протозвезд является численное моделирование. Современные модели, конечно же, включают как космологические аспекты так и детальное описание поведение барионного вещества и полей. Опуская здесь обзор численных моделей моделей (см. неплохой обзор и ссылки в [3]), отметим лишь, что в целом результаты подтверждают, что первые протогалактики формировались на красном смещении 30–40, и имели массы порядка $10^4 M_\odot$. Однако в них было недостаточно молекул H_2 , и они не были в состоянии эффективно охлаждаться. Поэтому крайне маловероятно, чтобы в них формировались звезды. Самые ранние протогалактики со звездообразованием сформировались позже, на $z \simeq 30$, они имели массы порядка 10^5 – $10^6 M_\odot$ и вириальные температуры порядка 1000 К.

Протозвезды населения III

Как же происходил переход от гравитационно связанных объектов к первым протозвездам? Важное значение для понимания этого имеет степень фрагментации протогалактического газа при его динамической эволюции: Образуется ли из газа, натекшего в центр гало, одиночный массивный сгусток (протозвезда) или же появятся несколько меньших протозвезд?

Вопрос этот довольно сложен. Обсуждается несколько механизмов фрагментации. Возможно, наиболее популярна так называемая иерархическая фрагментация. В результате иерархической фрагментации, введенной Хойлом в работе [16], свободно коллапсирующее газовое облако дробится на фрагменты, масса которых равна Джинсовской массе, определяемой плотностью и температурой газа в данный момент. Поскольку в процессе сжатия Джинсовская масса уменьшается, фрагменты предыдущего поколения дробятся на все

более мелкие. Фрагментация останавливается, когда во фрагменте становится существенным давление. Лоу и Линден-Белл [17] предположили, что минимальная масса достигается в тот момент, когда фрагмент впервые становится оптически толстым. Они также предположили, что фрагмент находится в тепловом балансе в это время, нагрев сжатием уравнивается радиативным охлаждением. Разные авторы получали различные значения минимальных масс, вплоть до очень малых. Так в работе [9], исследовав трехчастичную реакцию образования H_2 , авторы показали, что при плотностях $n_H \simeq 10^8 \text{ см}^{-3}$, эта реакция становится очень эффективной, быстро преобразуя значительную часть водорода в молекулярную форму, при этом сильно увеличивает скорость охлаждения. Для облака начальной массой $5 \times 10^4 M_\odot$ авторы получили минимальную массу фрагмента $\sim 0.1 M_\odot$!

Однако, картина иерархической фрагментации при обычно принимаемых упрощениях далеко не совершенна. Есть несколько моментов, заставляющих сомневаться в применимости описанной схемы (ниже обсуждаются не все!). Еще в 1963 г. Лейзер [18] показал, что поскольку фрагменты могут приобретать вращательный момент вследствие взаимодействия между собой, то при последующей эволюции именно вращение может остановить сжатие фрагмента. Две другие широко обсуждаемые причины фрагментации протогалактического газа — тепловая неустойчивость и сверхзвуковая турбулентность. Среди возможных вариантов тепловой неустойчивости отметим только обсуждаемую в работе [1], в которой подчеркивается, что скорость трехчастичного образования H_2 сильно зависит от температуры, и небольшое снижение температуры и связанное с этим увеличение плотности приводят к росту содержания H_2 . При этом возрастает скорость охлаждения и температура еще более снижается.

Важнейшая роль сверхзвуковой турбулентности галактическом звездообразовании в последние годы очень широко и детально изучается, в том числе с помощью весьма продвинутых численных методов, хотя перенос этих результатов на первичный газ осложняется тем, что большинство исследований турбулентной фрагментации проводились для изотермического уравнения состояния. Это разумное приближение для газа в местных молекулярных облаках, так как время его охлаждения очень мало, но вряд ли подходит для первичного газа в котором времена остывания и динамическое сравнимы.

Как отмечает Норман в [6], пока немного примеров самосогласованного численного моделирования протогалактической эволюции с высоким динамическим диапазоном и получаемые результаты различны. Однако, в целом, опираясь на эти результаты, можно заключить, что фрагментация является неэффективной. Неэффективность фрагментации на фазе изотермического коллапса представляется естественным результатом квазисферического коллапса газа с высоким отношением тепловой и гравитационной энергии. В ходе коллапса, большое тепловое давление создаст сильный максимум в распределении плотности, даже если газ изначально был распределен однородно. В центре очень быстро образуется область с очень короткой шкалой свободного падения и этот объект будет эволюционировать намного быстрее всех остальных, в других областях фрагментация просто не успеет развиться.

Один из наиболее детальных расчетов образования и эволюции протозвезд (первых звезд) проведены в работе [19]. Авторы рассчитали с помощью мощного (достигнут динамический диапазон по пространственной шкале 10^{13} !) SPH-кода Gadget-2 эволюцию темной материи и газа в кубе стороной 200 кпк (в сопутствующей системе координат). В этом объеме заключено гало темного вещества массой $5 \times 10^5 M_\odot$, образовавшееся, когда в эпоху $z = 14$. Газ в рамках этого гало имел температуру 1000 К и относительное содержание молекул $H_2 \sim 10^{-4}$, что обеспечило возможность эффективного радиативного охлаждения. Полученные авторами результаты проиллюстрированы на рис. 2. Показана эволюция профилей плотности и температуры, а также химическая и динамическая структура протозвезды на момент, соответствующий формированию ядра, поддерживаемого давлением (т. е. гидростатически равновесного). Масса этого ядра $\sim 0.01 M_\odot$, $n_H \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Температура ядра высока настолько ($> 10^4 \text{ К}$), что поддерживается некоторый уровень ионизации водорода. На ядро идет мощная аккреция с темпом, превышающим $0.01 M_\odot/\text{год}$. Учитывалось сильное воздействие излучения (feedback, см. обсуждение ниже) на аккрецируемый газ, но мы опустим здесь многие интересные детали, отметим только то, что конечная масса звезды $\sim 100 M_\odot$. Также показана степень вращательной поддержки газа, определяемая как $f_{\text{rot}} = (L/R)/V_{\text{Kep}}$, где L — удельный угловой момент газа в пределах радиуса R и V_{Kep} — кеплеровская скорость на этом радиусе. Детали формирования и развития протозвезды весьма интересны и во многом иллюстрируют представленные выше заключения об эволюции первых звезд.

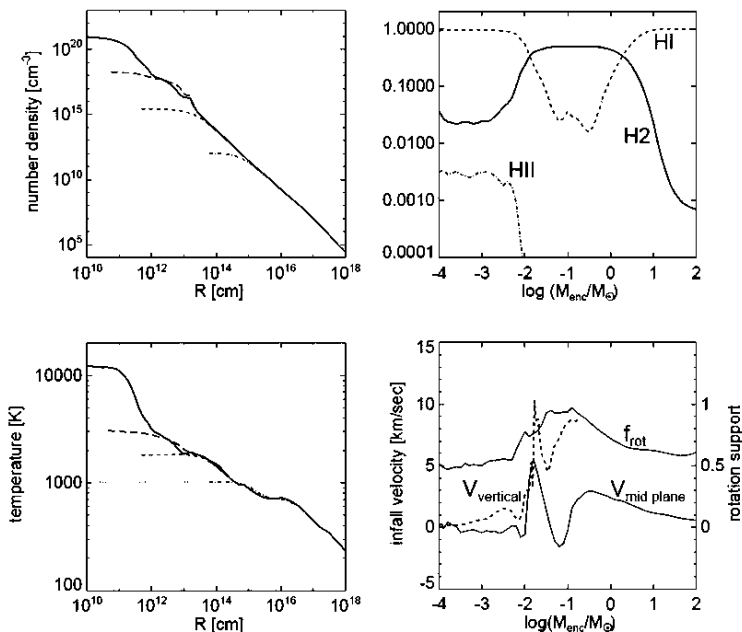


Рис. 2. Эволюция сферически-усредненного радиального профиля плотности (вверху слева) и профиля температуры (внизу слева) протозвезды. На левых панелях профили соответствуют следующим моментам времени (снизу вверх): когда центральное ядро стало оптически толстым для молекулярных линий, когда включилось охлаждение за счет столкновительно-индуцированной эмиссии, когда ядро стало оптически толстым в континууме, и при завершении диссоциации, после чего ядро стало гидростатически равновесным. Химическая структура протозвезды (относительная концентрация атомарного, молекулярного и ионизованного водорода) показана на панели справа вверху, а динамическая структура справа внизу. V_{infall} — скорость падения газа в направлении, перпендикулярном плоскости диска; $V_{midplane}$ — азимутально усредненная скорость притока в средней плоскости; f_{rot} — степень вращательной поддержки, как это определено в тексте

Еще раз подчеркнем, что протозвезда, и тем более уже образовавшаяся звезда, оказывают сильное воздействие на окружающий газ, и это в конце концов определяет конечную массу звезды. Такое обрат-

ное воздействие (feedback) обуславливают многие факторы — давление излучения, звездный ветер, распространение зоны НП и так далее. Массивные звезды населения III имеют очень высокую светимость и наиболее мощным фактором является излучение звезды. Если его не учитывать, то массы получающихся звезд могут быть очень большими. По результатам работы [20] массы первых звезд в режиме без учета feedback составили 300—1000 M_{\odot} .

Роль обратного воздействия иллюстрируется на рис. 3, взятом из [21]. Авторы рассмотрели такие формы радиативного влияния как: фотодиссоциация H_2 , давление в линии Лайман-альфа и в Лайман-континууме, давление зоны НП и фотоиспарение аккреционного диска. Первые три фактора оказались несущественными, а вот последние два — зона НП и фотоиспарение, важны на стадии, когда звезда становится массивной. Из рис. 3 видно, что если нет обратного воздействия (линия «no feedback»), то масса звезды растет, ограничиваясь только массой вещества в исходном объеме. Обратное воздействие сильно уменьшает (хотя и не обнуляет) темп аккреции (линия «with feedback»). Как показали авторы, даже когда формируется зона НП, аккреция продолжается через аккреционный диск, который в конце концов разрушается вследствие фотоиспарения. Изменение темпа фотоиспарения показан линией «mevar». Конечная масса звезды населения III соответствует пересечению линий «with feedback» и «mevar».

В целом, можно отметить, что хотя здесь многое еще предстоит сделать, несколько ключевых положений ясны.

- Во-первых, средняя скорость аккреции первичной протозвезды гораздо больше, чем у ее современных аналогов, поскольку температура первичного газа выше.
- Во-вторых, «в распоряжении» протозвезды большое количество аккрецируемого газа, а очень низкая эффективность фрагментации означает, что конкуренция со стороны других возможных фрагментов отсутствует.
- В-третьих, многие из механизмов протозвездной обратной связи, которые могут ограничить массу протозвезды, неэффективны или работают с пониженной эффективностью на ранних стадиях, а существенны только когда уже протозвезда будет массивной.

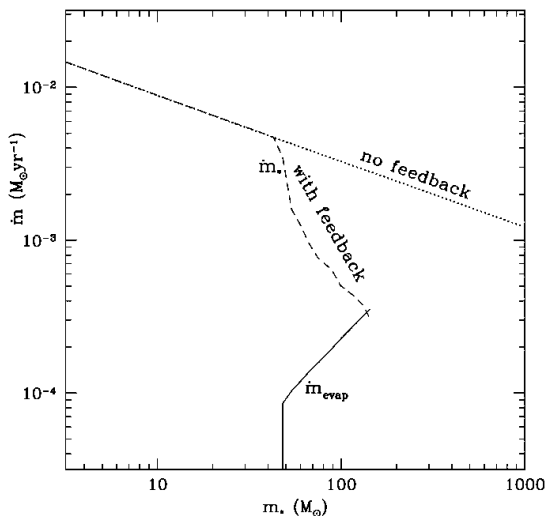


Рис. 3. Сравнение темпа аккреции (в ед. $M_{\odot}/\text{год}$) в случаях свободной аккреции (no feedback) и аккреции, ограниченной обратным воздействием (with feedback). [21]

Все это означает, что первые звезды должны быть очень массивными, хотя и здесь остаются не вполне ясные вопросы (например, может ли происходить эффективная фрагментация на оптически толстой фазе, формируются ли динамически существенные диски, все ли формы обратной связи известны и учтены и так далее).

Эти заключения получены, в основном, в применении к звездам населения III.1. Переход от населения III.1 к III.2 происходит на $z \sim 30 - 20$, поскольку к этому времени появляются массивные горячие звезды, создающие поле УФ-излучения, а также «выстреливающие» в МГС механическую энергию. Норман [6] выделяет два основных пути рассмотрения эволюции звезд III.2: 1) формирование звезд в сильном УФ-поле Лаймана–Вернера (11.18–13.6 эВ) на $z < 30$ из газа, который не был ионизован и 2) звездообразование в предионизованном газе, который затем рекомбинировал и в нем сформировались молекулы H_2 и HD. Норман приводит аргументы в пользу того, что второй режим более распространен. В рекомбинирующих реликтовых зонах III из-за обилия свободных электронов легче образуется H_2 и HD, поэтому охлаждение в протозвездах на-

селения III.2 более эффективно и аккреция идет менее интенсивно. Это приводит к тому, что конечная масса звезд уменьшается (до $\sim 40\text{--}60 M_{\odot}$), т. е. заметно по сравнению со звездами населения III.1.

Отметим, что в работе [22], в которой изучался вопрос о максимальной массе образующихся звезд с обычным химическим составом, влияние feedback оказалось удивительно сходным и максимальная масса звезд получалась в диапазоне $60\text{--}80 M_{\odot}$. Это скорее всего объясняется действием развивающейся при больших светимостях и температурах звезд мощных зон НП, энергетика которых для звезд сравнимых масс примерно одинакова.

Эволюция звезд населения III

Когда эволюция протозвезды переходит в стадию звездной эволюции, т. е. когда в центре протозвезды появляется термоядерный источник, формирование звезды еще продолжается, так как продолжается аккреция на звезду (и/или на окружающую ее диск). Большая часть массы звезды накапливается именно на этой эволюционной фазе. Поэтому в наиболее согласованных моделях рассматривается эволюция звезд с нулевой металличностью с аккреционными условиями на поверхности звезды и одновременно рассчитывается динамика аккрецируемого вещества.

В сферически симметричном случае эволюция рассчитывалась многим авторами. Интересно, что согласно результатам, полученным в работе [23], звезды с нулевым содержанием металлов на главной последовательности имели сравнительно небольшие массы (до $\sim 10 M_{\odot}$). Заметим, что и некоторым другим авторам удастся сконструировать маломассивные звезды с нулевой металличностью на главной последовательности, путем решения соответствующих уравнений звездной структуры. Это, по моему мнению, не имеет отношения к реальной ситуации, поскольку для первых звезд характерна очень мощная аккреция и очень малая непрозрачность аккрецируемого вещества, что неизбежно приводит к большим конечным массам аккрецирующих звезд.

В типичной современной работе, посвященной эволюции первых звезд к и от главной последовательности [24], рассчитана эволюция очень малометаллических звезд. Их начальная металличность $Z = 10^{-6}$, 10^{-9} , так что эти звезды можно отнести к населению II.5.

В связи с тем, что аккреционные процессы и структуры играют важную роль в эволюции первых звезд, обсуждается еще один вид фрагментации — фрагментация в аккрецирующих молекулярных дисках. Аккрецирующие диски неустойчивы, если темп аккреции слишком высок. Диск будет фрагментировать, если выполняется критерий неустойчивости по Тумре. Критерий неустойчивости по Тумре [25] зависит от поверхностной плотности газа Σ через параметр Q . $Q = C_s \kappa / \pi G \Sigma$, где C_s — скорость звука, а κ — эпициклическая частота. Если материал будет добавлен в диск быстрее, чем может аккрецировать центральный объект, поверхностная плотность вырастет до состояния, в котором диск становится гравитационно неустойчивым. Если Q падает существенно ниже 1, диск становится локально гравитационно неустойчивым и может фрагментировать на несколько объектов. Масса фрагментов при этом может составлять несколько десятков масс Солнца.

В работе [20] исследована эволюция от главной последовательности звезд населения III с учетом feedback. Авторы получили, что конечные массы звезд III.1 лежат в диапазоне 60—320 M_\odot в зависимости от углового момента облака. В этот диапазон входят массы сверхновых II типа, аннигиляционно-неустойчивых сверхновых (pair instability supernovae — PISN), массы которых лежат в интервале 140—260 M_\odot , и черные дыры промежуточной массы (IMBHs) массой более 260 M_\odot . Авторы показали также, что звезды III.2 в основном заканчивают свою эволюцию как сверхновые II типа в диапазоне масс 40—60 M_\odot . Эти звезды производят черные дыры звездных масс и некоторое химическое обогащение окружающего газа. В недрах массивных звезд производится большой набор химических элементов, так что те звезды из населения III, которые выбрасывают в конце жизни много вещества в МГС, обогащают ее металлами и, в конце концов, создают предпосылки для образования звезд следующих поколений, т. е. звезд, более похожих на те, что светят нам сейчас. Сложная химическая структура звезды конечной массы 135 M_\odot показана на рис. 4.

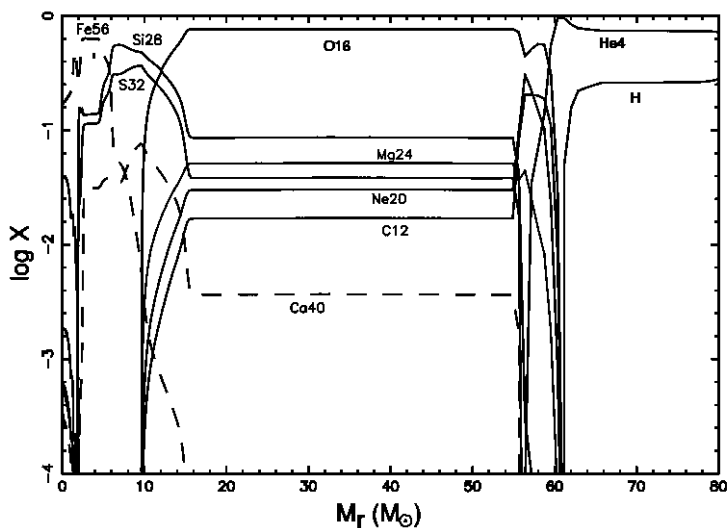


Рис. 4. Химическая структура звезды конечной массы $135 M_{\odot}$ в момент, когда температура и плотность центре $\log T_c$ (K) = 9.95 и $\log \rho_c$ (г·см⁻³) = 9.3 [20]

Вместо заключения

Представленная в лекции картина образования первых звезд и их свойств далеко не полна. Вполне возможно, что последующие исследования принесут новые и, может быть, неожиданные открытия. Как писал более девяти веков назад великий Омар Хайям

Что там, за ветхой занавеской Тьмы?
В гаданиях запутались умы.
Когда же с треском рухнет занавеска,
Увидим все, как ошибались мы.

(Пер. И. Тхоржевского)

Список литературы

1. *Silk J.* The first stars // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1983. — Vol. 205. — P. 705—718.
2. *Васильев Е. О.* — Наблюдательные проявления активности первых звезд и галактик в ранней Вселенной: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. — Ростов на Дону, 2004.
3. *Glover S.* The Formation Of The First Stars In The Universe // *Space Sci. Rev.* — 2005. — Vol. 117. — P. 445—508. arXiv:astro-ph/0409737.
4. *Johnson J. L., Greif T. H., Bromm V.* The First Stars // *IAU Symposium* / Ed. by F. Bresolin, P. A. Crowther, & J. Puls: *IAU Symposium*. — Vol. 250. — 2008. — P. 471—482. 0802.0207.
5. *O'Shea B. W., McKee C. F., Heger A., Abel T.* First Stars III Conference Summary // *First Stars III* / Ed. by B. W. O'Shea & A. Heger: *American Institute of Physics Conference Series*. — Vol. 990. — 2008. — P. D13+. 0801.2124.
6. *Norman M. L.* Pop III Stellar Masses and IMF // *American Institute of Physics Conference Series* / Ed. by D. J. Whalen, V. Bromm, & N. Yoshida: *American Institute of Physics Conference Series*. — Vol. 1294. — 2010. — P. 17—27. 1011.4624.
7. *Freese K., Spolyar D., Aguirre A. et al.* Dark Stars: Dark matter in the first stars leads to a new phase of stellar evolution // *IAU Symposium* / Ed. by L. K. Hunt, S. Madden, & R. Schneider: *IAU Symposium*. — Vol. 255. — 2008. — P. 56—60. 0808.0472.
8. *Press W. H., Schechter P.* Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation // *Astrophys. J.* — 1974. — Vol. 187. — P. 425—438.
9. *Palla F., Salpeter E. E., Stahler S. W.* Primordial star formation - The role of molecular hydrogen // *Astrophys. J.* — 1983. — Vol. 271. — P. 632—641.
10. *Peebles P. J. E., Dicke R. H.* Origin of the Globular Star Clusters // *Astrophys. J.* — 1968. — Vol. 154. — P. 891—+.
11. *Galli D., Palla F.* The chemistry of the early Universe // *Astron. Astrophys.* — 1998. — Vol. 335. — P. 403—420. arXiv:astro-ph/9803315.
12. *Yoshida N., Omukai K., Hernquist L., Abel T.* Formation of Primordial Stars in a Λ CDM Universe // *Astrophys. J.* — 2006. — Vol. 652. — P. 6—25. arXiv:astro-ph/0606106.

13. *McGreer I. D., Bryan G. L.* The Impact of HD Cooling on the Formation of the First Stars // *Astrophys. J.* — 2008. — Vol. 685. — P. 8–20. 0802.3918.
14. *Васильев Е., Воробьев Е., Ю.А. Ш.* Охлаждение и фрагментация газа во вращающихся протогалактиках // *Астрон. журн.* — 2010. — Vol. 87, iss. 10. — P. 967.
15. *Tegmark M., Silk J., Rees M. J. et al.* How Small Were the First Cosmological Objects? // *Astrophys. J.* — 1997. — Vol. 474. — P. 1–+. arXiv:astro-ph/9603007.
16. *Hoyle F.* On the Fragmentation of Gas Clouds Into Galaxies and Stars. // *Astrophys. J.* — 1953. — Vol. 118. — P. 513–+.
17. *Low C., Lynden-Bell D.* The minimum Jeans mass or when fragmentation must stop // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1976. — Vol. 176. — P. 367–390.
18. *Layzer D.* On the Fragmentation of Self-Gravitating Gas Clouds. // *Astrophys. J.* — 1963. — Vol. 137. — P. 351–+.
19. *Yoshida N., Omukai K., Hernquist L.* Protostar Formation in the Early Universe // *Science.* — 2008. — Vol. 321. — P. 669–. 0807.4928.
20. *Ohkubo T., Nomoto K., Umeda H. et al.* Evolution of Very Massive Population III Stars with Mass Accretion from Pre-main Sequence to Collapse // *Astrophys. J.* — 2009. — Vol. 706. — P. 1184–1193. 0902.4573.
21. *McKee C. F., Tan J. C.* The Formation of the First Stars. II. Radiative Feedback Processes and Implications for the Initial Mass Function // *Astrophys. J.* — 2008. — Vol. 681. — P. 771–797. 0711.1377.
22. *Тутуков А. В., Шустов Б. М.* Эволюция газовой-пылевой оболочки вокруг молодых массивных звезд // *Астрон. журн.* — 1981. — Vol. 58.
23. *Stahler S. W., Palla F., Salpeter E. E.* Primordial stellar evolution - The pre-main-sequence phase // *Astrophys. J.* — 1986. — Vol. 308. — P. 697–705.
24. *Bahena D., Klapp J.* First stars. I. Evolution without mass loss // *Astrophys. Space. Sci.* — 2010. — Vol. 327. — P. 219–232. 1002.2083.
25. *Toomre A.* On the gravitational stability of a disk of stars // *Astrophys. J.* — 1964. — Vol. 139. — P. 1217–1238.

Тезисы студенческих докладов

А. С. Артамонов

Санкт-Петербургский государственный университет

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МОМЕНТА ИМПУЛЬСА ВНЕСОЛНЕЧНЫХ ПЛАНЕТНЫХ СИСТЕМ

В работе исследуется распределение отношения момента импульса внесолнечных планетных систем к моменту осевого вращения соответствующих звезд. При этом был составлен каталог 41 планетной системы, для которой известны как достаточно полные данные о планетах, так и непосредственно измеренные скорости вращения звезд. Показано, что планетные системы делятся на два подкласса.

М. А. Безбородов
Волгоградский государственный университет

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ВАРИАЦИЙ ПЫЛИ В СПИРАЛЬНОМ РУКАВЕ: ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

В рамках двухжидкостной модели многоскоростного континуума «газ-пыль» исследованы особенности распределения пыли в потоке межзвездного газа в спиральном рукаве Галактики. Рассчитывается динамика газа в потенциальной гравитационной яме рукава в пренебрежении обратным влиянием пыли на газ. Пыль рассматривается как пассивная скалярная примесь, учитывается ее полидисперсность. Показано, что пыль имеет тенденцию концентрироваться на задней стороне гравитационной ямы в рукаве, на расстояниях $\sim 0.1\text{--}0.4$ полуширины ямы от центра ямы, либо в непосредственной окрестности центра ямы. Сделан вывод о том, что области концентрации пыли в рукаве могут быть существенно пространственно разнесены с галактическим ударным фронтом и необязательно служат его трассером.

Работа выполнена в рамках ФЦП Рособразования, Госконтракт П1248 и гранта РФФИ 08-02-00933а.

А. П. Бисярина¹, А. М. Соболев², С. Ю. Горда²

¹Уральский государственный университет,

²Астрономическая обсерватория УрГУ

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗВЕЗДЫ LkN α 234 ПО СПЕКТРУ С ВЫСОКИМ РАЗРЕШЕНИЕМ

Звезда LkN α 234 — молодая переменная звезда с аккреционным диском. Она находится в области молодого звездного скопления NGC 7129, в котором до сих пор происходят процессы звездообразования. Звезда LkN α 234 принадлежит к числу звезд Ве Хербига.

Спектральное изображение звезды LkN α 234 получено летом 2009 г. на 2-метровом телескопе Цейсс-2000 с использованием эшелле спектрографа MAESTRO с разрешением $R = 45\,000$.

Обработано спектральное изображение и построен атлас спектральных линий звезды LkN α 234. Отождествлены все уверенно зарегистрированные линии. В спектре наблюдаются спектральные детали, возникающие в объектах разных типов: самой звезде, околозвездном пространстве, межзвездной среде и земной атмосфере. Ширина линий аккреционного диска и атмосферы звезды говорит о высоком темпе аккреции и молодости звезды, наличие линии He I — о ее принадлежности к раннему спектральному классу В. Форма эмиссионных линий свидетельствует о неоднородности аккреционного диска.

Работа проводилась при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям, государственный контракт N 02.740.11.0247 от 07.07.2009 в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009—2013 гг.

АСТРОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ НА ТЕЛЕСКОПЕ МАСТЕР-II-УРАЛ

В работе представлены исследования астрометрических свойств телескопа МАСТЕР-II-Урал, установленного в Коуровской АО в ноябре 2008 г. Проведены позиционные наблюдения звезд, астероидов и искусственных спутников Земли, определены их экваториальные координаты и сделаны выводы о точности наблюдений.

Было установлено, что фокусное расстояние системы изменяется в зависимости от внешних условий и положения полевой корректирующей линзы. Масштаб изображения также меняется, его значение приблизительно $200''/\text{мм}$ ($1.8''/\text{пиксель}$). Размер поля зрения составляет 2.09° и меняется незначительно. Выяснено, что для достижения максимальной точности определения экваториальных координат необходим учет дифференциальной рефракции.

Методом широких звездных пар произведена оценка коэффициентов дисторсии труб телескопа. Для западной и восточной труб горизонтальный и вертикальный коэффициенты дисторсии составили $\sim 10^{-6} \text{ мм}^{-2}$. Показано, что для достижения максимальной точности определения экваториальных координат следует использовать квадратичную модель редукции для объектов на краю поля. Для центра кадра (примерно 500×500 пикселей) лучше использовать линейную модель редукции.

Проведены позиционные наблюдения астероидов. Ошибка определения координат (О—С) по серии наблюдений в разные ночи не превышает $0.5''$. Проведены наблюдения быстролетающих ИСЗ. В этом случае точность астрометрической редукции составила $\sim 0.4''$. В рамках работы были внесены изменения в систему управления телескопом, позволяющие проводить наблюдения ГСС (изменен программный код процесса «astelco», управляющего монтировкой телескопа).

Работа проведена при поддержке Федерального агентства по науке и инновациям Минобрнауки РФ (гос. контракт 02.740.11.0249)

ПОПУЛЯЦИОННЫЙ СИНТЕЗ ОДИНОЧНЫХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД С УЧЕТОМ ЭВОЛЮЦИИ ИХ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

На основе анализа распределения магнитных потоков нормальных и нейтронных звезд были оценены параметры затухания магнитного поля нейтронных звезд в модели Rons. Определенные параметры использованы для построения модели популяционного синтеза одиночных нейтронных звезд, основанной на подходе, предложенном в работе Faucher-Giguère [1].

Предложены существенные улучшения модели [1]. Учтено быстрое убывание магнитного поля нейтронной звезды в первые тысячу лет эволюции звезды и уточнены формулы, описывающие замедление пульсара из-за магнитно-дипольного излучения в этом случае. Вместо обычного предположения о равномерности распределении энергии радиоизлучения в конусе предложено убывание излучаемой энергии от оси конуса к его периферии по закону Гаусса.

Построение модели популяционного синтеза начато с момента формирования массивных ОВ-звезд в спиральных рукавах Галактики и прослежено до взрыва Сверхновой. Изучена динамическая эволюция ансамбля сформировавшихся после взрыва Сверхновых нейтронных звезд в поле Галактики, что позволило получить более точные параметры распределения нейтронных звезд в пространстве. Построено модельное распределение пульсаров на плоскости $P - \dot{P}$, которое существенно лучше согласуется с реальным распределением галактических пульсаров, чем в модели [1].

Список литературы

1. *Faucher-Giguère C., Kaspi V. M.* Birth and Evolution of Isolated Radio Pulsars // *Astrophys. J.* — 2006. — Vol. 643. — P. 332–355. arXiv:astro-ph/0512585.

СЖАТИЕ МАГНИТНЫХ ВРАЩАЮЩИХСЯ ПРОТОЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ С УЧЕТОМ СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЫЛИ

В данной работе с помощью численного моделирования исследовано сжатие протозвездных облаков. В модели учитывалось влияние следующих факторов: вращение, магнитное поле, ионизация, амбиполярная и омическая диффузия, процессы нагрева, охлаждения и переноса излучения. Основные детали этой модели описаны в работе [1].

Особое внимание уделялось изучению влияния собственного излучения пыли, которое играет существенную роль на непрозрачных стадиях сжатия. Перенос излучения моделировался в рамках двухдиапазонной модели, в которой предполагается, что внешнее межзвездное излучение соответствует высокочастотной (ультрафиолетовой) части спектра, а излучение пыли переносится в низкочастотной (инфракрасной) части спектра. Для расчета переноса ультрафиолетового излучения пренебрегалось собственным излучением пыли, а в низкочастотной части спектра использовалось диффузионное приближение. Таким образом, модель включает четыре взаимодействующих компонента: газ, пыль, инфракрасное и ультрафиолетовое излучение [2].

Список литературы

1. Жилкин А. Г., Павлюченков Я. Н., Замоздра С. Н. Моделирование протозвездных облаков и их наблюдательных проявлений // Астрон. журн. — 2009. — Vol. 86. — P. 638.
2. Жилкина Н. Ю., Жилкин А. Г., Павлюченков Я. Н., Замоздра С. Н. Численное моделирование магнитных вращающихся протозвездных облаков с учетом процессов нагрева и охлаждения // X Забабахинские науч. чтения: Труды. конф. — 2010.

Е. В. Карукес, Ю. Н. Мишуров
Южный федеральный университет

ВОЗМОЖНОСТЬ ОБНАРУЖЕНИЯ БЛИЗКИХ РОДСТВЕННИКОВ СОЛНЦА В ДИСКЕ ГАЛАКТИКИ

В работе выполнен численный эксперимент по рассеянию звезд, родившихся в одном скоплении, под влиянием возмущений от гравитационного поля, связанного со спиральными волнами плотности, ответственными за рукава, за время, сравнимое с возрастом Солнца. Цель работы: оценить количество звезд — солнечных братьев по скоплению — в близкой окрестности (< 100 пк) нашей звезды. Рассмотрены эффекты трехмерного движения звезд, а также различных начальных условий.

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ХИМИЧЕСКИ ПЕКУЛЯРНОЙ ЗВЕЗДЫ HD 178892

HD 178892 является уникальным объектом среди звезд своего класса. Это звезда класса Ap с низкой температурой $T_{eff} = 7700$ K, коротким периодом вращения $P = 8.2478^d$ [1] и сверхсильным поверхностным магнитным полем, достигающим в максимуме значения $B_s = 23$ кГс.

Новые измерения продольного магнитного поля показали, что прежние представления о периоде вращения звезды были неточными. В результате построения модели магнитного поля звезды было найдено, что поле представляет собой комбинацию диполя и квадруполя. Напряженность магнитного поля на полюсе диполя B_p составляет более 25 кГс, а на полюсах квадруполя — около -40 кГс, а угол между осью вращения и осью квадруполя $\beta = 37^\circ$.

Анализ химического состава не показал значимых изменений содержания отдельных элементов по фазам, поэтому можно предположить, что поверхность HD 178892 химически однородная. Выявлено, что атмосфера HD 178892 имеет сильно завышенное содержание редкоземельных элементов Pr, Sm, Eu, Tb, а также элементов Ti, Si и Cr. Кроме того, элементы железного пика Zn и Fe, а так же Mn имеют дефицит содержания.

Список литературы

1. *Ryabchikova T., Kochukhov O., Kudryavtsev D. et al.* HD 178892 — a cool Ap star with extremely strong magnetic field // *Astron. Astrophys.* — 2006. — Vol. 445. — P. L47–L50. arXiv:astro-ph/0512319.

АНАЛИЗ ТЕМПЕРАТУРНОЙ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ ЗАПЯТНЕННЫХ ЗВЕЗД

Работа посвящена применению метода MLI (Matrix Light-curve Inversion), предназначенного для картирования поверхностей запятенных звезд. В отличие от традиционного метода моделирования кривой блеска, данный метод не нуждается в предположениях о форме и количестве пятен звездной поверхности.

Для реализации и тестирования алгоритма MLI была создана компьютерная программа, которая позволяет создавать модели запятенных звездных поверхностей, строить на их основе зашумленные синтетические кривые блеска в различных фотометрических системах, проводить MLI-восстановление поверхностей на основе построенных синтетических или наблюдаемых кривых блеска. Метод был протестирован на различных вариантах модели звездной поверхности и применен к анализу запятненности вторичной компоненты системы DE CVn. Фотометрический материал, представленный В-, V-, R-изображениями окрестностей DE CVn, был получен на телескопе РТТ-150 (обсерватория TUBITAC) в 2009 г. Были построены карты распределения интенсивности и температуры на поверхности вторичной компоненты. Было выявлено наличие двух крупных зон запятненности на поверхности вторичной компоненты системы DE CVn.

Е. Г. Лапухин, С. А. Веселков
Сибирский государственный университет
им. акад. М. Ф. Решетнева

ПОИСК ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В ГОРОДСКИХ УСЛОВИЯХ КРАСНОЯРСКА

Большинство учебных обсерваторий при вузах, как правило, находятся в городской черте. Продукты жизнедеятельности города (основные — световое и пылевое загрязнения) неблагоприятно сказываются на астрономических наблюдениях. Однако, в данной работе показана реальная возможность поиска новых переменных звезд по материалам наблюдений, полученным в черте города Красноярска.

Наблюдения проводились в период с конца августа и до середины ноября 2010 г. на телескопе 400 мм, 1/2.3, CCD FLI ML9000. Получено в интегральном свете около 1 500 снимков площади $2.3 \times 2.3^\circ$ в районе ТТСас.

На данный момент по полученным наблюдениям открыто и исследовано семь затменно-переменных звезд с периодами около суток и менее. Также выявлена переменность у шести, вероятно долгопериодических переменных звезд. Для исследования последних будет получен дополнительный наблюдательный материал.

Фотометрия проводилась в программе MaxIm DL, в программе winefk построены кривые блеска переменных звезд и определены периоды.

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ХИМИЧЕСКОЙ И ТЕПЛОВОЙ ЭВОЛЮЦИИ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

Для объяснения наблюдательных астрономических данных конкретных объектов важно не только иметь адекватные численные модели, объясняющие протекающие динамические процессы и воспроизводящие пространственные распределения плотности, температуры и скоростей, но также и содержания различных атомов, молекул и ионов. Самосогласованные химико-динамические модели позволяют напрямую сопоставить результаты численных расчетов с наблюдаемыми спектральными линиями.

В рамках данной работы создан программный модуль для расчета химической эволюции межзвездной среды. Помимо химических реакций учитываются и тепловые процессы, так как именно они обеспечивают связь между химической и динамической эволюциями межзвездной среды. Химическая кинетика включает 26 уравнений для одиннадцати компонент: H , H^+ , H^- , H_2^+ , H_2 , He , He^+ , C , C^+ , O , O^+ . Основной целью разработанного инструмента является моделирование молекуляризации водорода, для чего включены реакции на пылинках, которые являются определяющими для образования молекул H_2 в среде с околосолнечной металличностью. В модели учитываются различные процессы охлаждения, обусловленные как химическими реакциями, так и излучение в линиях атомов и молекул.

РЕВИЗИЯ ПАРАМЕТРОВ RE 2013+400

В работе проведен анализ фотометрических наблюдений кандидата в молодые предкатаклизмические переменные RE 2013+4002, выполненных в полосах В, V, R в 2009 и 2010 гг. на мультиполосном фотометре телескопа Цейсс-1000 САО. При обработке данных использовались полуавтоматические процедуры пакета MAXIM-DL. В ходе анализа полученных кривых блеска всех объектов поля найдено две звезды, показавшие возможную переменность. Одна звезда в течение двух ночей наблюдений имела систематический рост блеска. Другая звезда показала стабильное изменение блеска в первую ночь с амплитудой равной 0.07^m в полосе R и с амплитудой равной 0.06^m в полосе V. Во вторую ночь она показала несистематическое изменение блеска с амплитудами 0.04^m в полосе R и 0.06^m в полосе V. Из кривых блеска звезды RE 2013+4002 я вычислила юлианскую дату минимума блеска ($HJD=2455420.1565$) и впервые построила эфемериду системы: $HJD=2455420.1565+0.705517?E$.

В процессе исследований RE 2013+4002 мною использовались результаты теоретического моделирования излучения систем с наличием эффектов отражения. При сравнении наблюдаемых кривых блеска с теоретическими, рассчитанными по опубликованным в литературе параметрам, я обнаружила, что их амплитуды отличаются до 2.5–3 раза. С применением программы SPECTR я согласовала наблюдаемые и теоретические кривые блеска во всех наблюдаемых полосах, варьируя радиус и температуру красного карлика с одновременным определением масс компонент и радиуса белого карлика из теоретических зависимостей «масса—светимость» для звезд ГП и белых карликов. Итоговый набор параметров требует уменьшения массы компонент RE 2013+4002 и переводит ее в класс маломассивных предкатаклизмических переменных промежуточного возраста ($t \sim 2\,500\,000$ лет). В кривых блеска системы найдены большие отклонения от синусоидальных изменений, даваемых эффектом отражения и возможно связанных с пятнистостью холодной звезды. Окончательный набор параметров RE 2013+4002 будет построен в дальнейшем по спектральным данным, полученных на телескопе БТА САО.

О ПРИЧИНАХ ЗАВИСИМОСТИ ПИКОВОЙ СВЕТИМОСТИ ОПТИЧЕСКИХ ПОСЛЕСВЕЧЕНИЙ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ ОТ КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ

В работе обсуждается зависимость между пиковой светимостью оптического послесвечения гамма-всплеска от красного смещения. Такая зависимость обнаружена недавно Бадьиным, Бескиным и Греко. Мы приводим аргументы в пользу того, что эта зависимость может указывать на увеличение как средней плотности в родительских галактиках, так и на увеличение амплитуды ее пространственно-временных вариаций вследствие частых актов взаимодействий ранних галактик.

**СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ ВРЕМЕНАМИ TDB И TDT,
ПОЛУЧЕННОЕ ЧИСЛЕННЫМ ИНТЕГРИРОВАНИЕМ**

В настоящее время высокоточное моделирование движения небесных объектов нуждается в эфемеридах которые удовлетворяют основным принципам Общей Теории Относительности. Для этого необходимо учитывать соотношение между времен наблюдений (UTC) и Барицентрическим Динамическим Временем (TDB). Так как это соотношение зависит от эфемериды каждой планеты, то для перехода от UTC к TDB необходимо иметь положения, скорости планет и соотношение TT—TDB.

Соотношение TT—TDB можно получить с помощью дифференциального уравнения:

$$\frac{d(TT - TDB)}{dTDB} = \left(L_B + \frac{1}{c^2} \alpha \right) (1 + L_B - L_G) - L_G + \frac{1}{c^4} \beta,$$

где $L_B = 1.550519768$; $L_G = 6.969290134$; c — скорость света в вакууме, а α и β — содержат члены зависящие от скоростей и положений планет.

В данной работе соотношение TT—TDB было получено путем численного интегрирования выражения, приведенного выше, совместно с положениями и скоростями больших планет и Луны из эфемерид EPM2004 и EPM2008. Также было проведено сравнение соотношений TT—TDB для эфемерид DE405 и INPOP08.

С. Ю. Парфёнов, А. М. Соболев
Уральский государственный университет

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЗВЕЗДЫ ОБЛАСТИ ИОНИЗОВАННОГО ВОДОРОДА S235

Расширение области ионизованного водорода S235 стимулирует звездообразование и образование переменных мазеров на ее границах. Энергетика данного процесса в основном определяется звездой BD+35°1201, ионизирующей область S235. Цели данной работы — провести наиболее точную спектральную классификацию звезды BD+35°1201 и оценить, насколько хорошо современные методы позволяют оценить параметры, определяющие влияние звезды на окружающую область НII.

В работе использовались спектры высокого разрешения в синей (4000—5450 Å) и красной (5200—6680 Å) областях, полученные на спектрографе НЭС БТА. По линиям в синей области спектра класс звезды был определен как O9.5 V, по линиям в красной области — как B0 V. Таким образом, неточность составляет 0.5 спектрального класса.

Оценены различия во влиянии звезд указанных спектральных классов на параметры окружающей зоны НII: с помощью программы Cloudy построены изобарические модели сферических туманностей. В результате получено, что области НII вокруг звезд O9.5 V и B0 V отличаются по размерам на 30 % и плотности на 8 % при незначительных отличиях в значении электронной температуры. Таким образом, для определения влияния звезд ранних V классов на окружающую область НII недостаточно проведения спектральной классификации существующими методами. Наиболее перспективным представляется дополнение наблюдательными данными в УФ диапазоне, которые предоставят непосредственную информацию о потоке ионизирующих фотонов.

Работа проводилась при финансовой поддержке РФФИ (грант 10-02-00589-а).

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСНОЙ СТРУКТУРЫ ОБЛАСТИ ДВИЖЕНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ ЗЕМЛИ ПРИ БОЛЬШИХ ЗНАЧЕНИЯХ ПАРУСНОСТИ ДЛЯ РЕЗОНАНСА 1:2

Гравитационное поле Земли не является сферически-симметричным. При движении спутника вокруг Земли наблюдается явление резонанса, обусловленного влиянием тессеральных гармоник гравитационного поля Земли. Одним из параметров, оказывающих существенное влияние на характер орбитальной эволюции спутника за счет действия сил светового давления, является парусность (отношение миделева сечения спутника к его массе). При движении спутника в окрестности резонансных зон возмущения, вызываемые световым давлением, могут приводить к качественным изменениям орбитальной эволюции.

Целью работы является изучение резонансной структуры области движения ИСЗ, имеющих период обращения 12 ч. На основе исследования долгопериодической эволюции элементов орбиты при различных значениях парусности с помощью «Численной модели движения ИСЗ» [1], определено положение данной резонансной области в околоземном пространстве. Было изучено влияние светового давления на эволюцию элементов орбиты спутника, обладающего большой парусностью. Определены критические значения парусности спутника, соответствующие его выходу из резонанса. Исследовано положение в пространстве стационарных точек орбиты спутника.

Список литературы

1. *Бордовицына Т. В., Батулин А. П., Авдюшев В. А., Конева П. В.* Обновленный комплекс программ «Численная модель движения ИСЗ». — Томск: Изд-во Томского ун-та, 2004.

А. А. Пономарева, Ю. Н. Мишуров
Южный федеральный университет

КРУПНОМАСШТАБНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОЙ ПЫЛИ В ГАЗОВОМ ДИСКЕ ГАЛАКТИКИ

В работе рассмотрено крупномасштабное распределение межзвездной пыли в спиральных галактиках.

Широко распространено представление, что пыль концентрируется в областях повышенного количества газа, где его течение медленное. Выяснению этого вопроса и посвящена работа. С этой целью мы изучили три варианта формирования крупномасштабного распределения пыли в спиральных галактиках, в зависимости от характеристик течения межзвездного газа. Наши расчеты показали, что лишь учет аномальных тепловых свойств течения газа позволяет объяснить пространственно его структуру.

Е. Р. Сафутдинов
Московский государственный университет

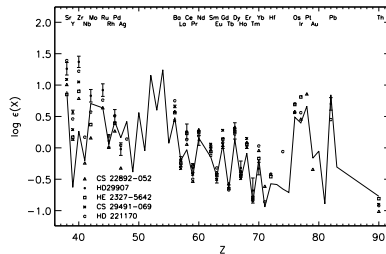
АНАЛИЗ ДИНАМИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ РАДИОПУЛЬСАРОВ

Проведены наблюдения пяти радиопульсаров (B0329+54, B1642-03, B1749-28, B2016+28 и B2021+51) в индийской национальной обсерватории GMRT (Giant Metrewave Radio Telescope) в диапазоне частот от 592 до 608.7 МГц. При этом использовались 22 из 30 45-м параболических антенн. Длительность наблюдений разных пульсаров варьировалась от 24 до 70 мин. при временном разрешении 122.88 мкс; частотное разрешение составило 32.5 кГц (использовалась 512-канальная запись в полосе частот 16.66666 МГц).

В процессе обработки построены динамические спектры и профили вышеуказанных пульсаров и определены их характеристики. У всех полоса декорреляции по частотам хорошая, а по времени — только у последних двух большая для продолжительности их наблюдений (для хорошего динамического спектра нужны более длительные наблюдения). Построены вторичные спектры радиопульсаров с целью поиска параболических дуг мерцания, возникающих вследствие влияния межзвездной среды на проходящее через неё излучение. Для анализа и сравнения также использовались данные более старых наблюдений других пульсаров с чуть худшим временным и частотным разрешением.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ОТ SR ДО PB У ЗВЕЗДЫ ГАЛО HD 29907

Определено содержание элементов (Sr—Pb) у звезды гало HD29907 типа r-I ($T_{eff} = 5\,500$ K, $\log(g) = 4.64$, $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.55$, $[\text{Eu}/\text{Fe}] = 0.52$) с умеренным избытком элементов, синтезируемых в r-процессе, доминирующем в синтезе тяжелых элементов в ранней Галактике, что подтверждается наблюдениями звезд типа r-II с большим дефицитом железа и высоким избытком Eu—Tm, таких как CS 22892-052 ($[\text{Fe}/\text{H}] = -3$, $[\text{Eu}/\text{Fe}] = 1.6$) и HE 2327-5642 ($[\text{Fe}/\text{H}] = -2.8$, $[\text{Eu}/\text{Fe}] = 1$). Звезда HD29907 позволяет сделать оценку вклада s-процесса. Распределение содержания элементов Ba—Yb согласуется в пределах ошибок с кривой «солнечного r-процесса» и с распределением у звезд группы r-II, что свидетельствует о доминирующем вкладе r-процесса в содержание Ba—Yb у HD29907. Содержание элементов первого пика Sr—Zr выше, чем у звезд типа r-II, в согласии с наблюдениями звезд типа r-I (HD 221170 и CS 29491-069). Значит, существовал дополнительный источник их синтеза. Результаты свидетельствуют о том, что с большей вероятностью элементы Mo—Ag имеют общее происхождение с элементами второго пика Ba—Yb, чем с элементами первого Sr—Zr. Таким образом, не обнаружен вклад s-процесса в обогащение межзвездной среды тяжелыми элементами в эпоху формирования звезды HD29907.



ПОЗИЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ОБЪЕКТОВ, СБЛИЖАЮЩИХСЯ С ЗЕМЛЕЙ, НА ТЕЛЕСКОПЕ СБГ КОУРОВСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

В программе противодействия астероидно-кометной опасности (АКО) важным элементом являются позиционные наблюдения объектов, сближающихся с Землей (ОСЗ). В АО УрГУ на телескопе СБГ ($F = 780$ мм, $D = 420$ мм, ПЗС-камера Apogee Alta U32) такие наблюдения проводятся уже несколько лет. В данной работе исследовано влияние условий астрометрической обработки ПЗС-снимков СБГ на точность определения положений ОСЗ, проведены наблюдения астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ), и комет, в том числе кометы 103P/Hartley 2.

При решении первой задачи рассматривалось 12 вариантов обработки, включающих различные комбинации опорных каталогов — Tycho-2, UCAC-2, моделей редукции — линейная, 8 постоянных и квадратичная, выбора звезд — по всему полю или локально вблизи объекта. Наблюдательный материал состоял из 170 снимков нумерованных астероидов различной яркости, которые были получены в разные даты сотрудниками обсерватории. Для обработки снимков и вычисления разностей координат (О—С) использовался программный комплекс IZMCCD (ГАО РАН) и каталог Центра малых планет (MPC). В процессе обработки были получены разности координат (О—С) > 2000 положений 13 объектов. Анализ зависимостей (О—С) от звездной величины показал, что для объектов до 16.5^m средние квадратические ошибки положений $\leq 0.3''$ при любом варианте обработки; для объектов 12 — 16.5^m наилучшие результаты дает комбинация: UCAC 2 + квадратичная модель + выбор звезд локально, при этом может быть достигнута точность 0.10 — $0.15''$. Для объектов 16.5 — 18^m оптимальной является комбинация: UCAC 2 + квадратичная модель + выбор звезд по всему полю (ошибки ~ 0.15 — $0.3''$). В ходе решения второй задачи были проведены наблюдения 14 объектов, получено 230 положений астероидов и 88 положений комет с точностью ~ 0.1 — $0.5''$. Результаты наблюдений были отправлены в MPC и опубликованы в его циркулярах.

ВЕКОВЫЕ РЕЗОНАНСЫ В ОРБИТАЛЬНОЙ ЭВОЛЮЦИИ ОБЪЕКТОВ ЗОНЫ МЕО

В данной работе ставилась задача детально исследовать влияние вековых резонансов на орбитальную эволюцию спутников Etalon1, Etalon2 и навигационных ИСЗ на орбитах функционирования и утилизации. В рамках двукратноосредненной задачи Хилла резонансный аргумент запишется в виде:

$$\begin{aligned}\psi &= [2p - l][\omega + \dot{\omega}(t - t_0)] + [2p' - l - 2q'][\omega' + \dot{\omega}'(t - t_0)] + \\ &+ [l - 2p - m][\Omega + \dot{\Omega}(t - t_0)] + [m - l + 2p'][\Omega' + \dot{\Omega}'(t - t_0)],\end{aligned}$$

где $\dot{\omega} = \dot{\omega}_{J_2} + \dot{\omega}_{Moon} + \dot{\omega}_{Sun}$, $\dot{\Omega} = \dot{\Omega}_{J_2} + \dot{\Omega}_{Moon} + \dot{\Omega}_{Sun}$. Особенность векового резонанса состоит в том, что частоты $\dot{\omega}_{J_2}$, $\dot{\omega}_{Moon}$, $\dot{\omega}_{Sun}$, $\dot{\Omega}_{J_2}$, $\dot{\Omega}_{Moon}$, $\dot{\Omega}_{Sun}$ являются функциями начального эксцентриситета и наклона. И как будет показано в докладе, перечисленные выше объекты имеют наклоны, при которых резонансный аргумент принимает значение близкое к нулю, то есть имеет место явление резонанса.

В таблице приведены значения резонансных аргументов для рассматриваемых спутников.

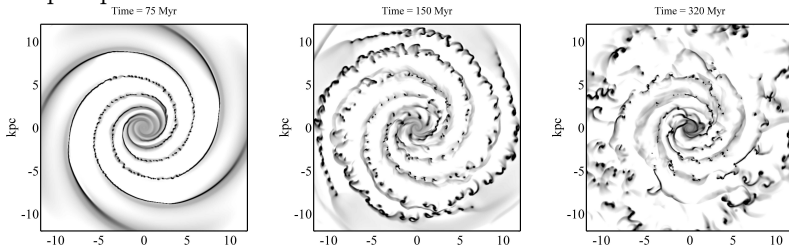
Таблица 1. Малые знаменатели. Резонанс частоты собственной прецессии орбиты с прецессией орбиты Луны

Резонансный аргумент	GPS	Glonass	Etalon1	Etalon2
$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_m) - \dot{\omega}_m = 0$	$-1.7 \cdot 10^{-4}$	$-7.2 \cdot 10^{-5}$	$-9.9 \cdot 10^{-7}$	$-5.8 \cdot 10^{-5}$
$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_m) + \dot{\omega}_m = 0$	$-4.7 \cdot 10^{-5}$	$-7.7 \cdot 10^{-5}$	$-1.1 \cdot 10^{-6}$	$-8.2 \cdot 10^{-5}$
$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_m) - 2\dot{\omega}_m = 0$	$-2.3 \cdot 10^{-4}$	$-7.0 \cdot 10^{-5}$	$-9.5 \cdot 10^{-7}$	$-4.7 \cdot 10^{-5}$
$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_m) - 4\dot{\omega}_m = 0$	$-3.6 \cdot 10^{-4}$	$-6.5 \cdot 10^{-5}$	$-8.5 \cdot 10^{-7}$	$-2.3 \cdot 10^{-5}$
$2(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_m) + \dot{\omega}_m = 0$	$-1.5 \cdot 10^{-4}$	$-1.5 \cdot 10^{-4}$	$-2.1 \cdot 10^{-6}$	$-1.5 \cdot 10^{-4}$
$2(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_m) - \dot{\omega}_m = 0$	$-2.8 \cdot 10^{-4}$	$-1.4 \cdot 10^{-4}$	$-2.0 \cdot 10^{-6}$	$-1.2 \cdot 10^{-4}$
$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_m) = 0$	$-1.1 \cdot 10^{-4}$	$-7.5 \cdot 10^{-5}$	$-1.0 \cdot 10^{-6}$	$-7.0 \cdot 10^{-5}$
$\dot{\omega}_m = 0$	$6.3 \cdot 10^{-5}$	$-2.5 \cdot 10^{-6}$	$-4.8 \cdot 10^{-8}$	$-1.1 \cdot 10^{-5}$

ФОРМИРОВАНИЕ ОБЛАКОВ H_2 В ГАЛАКТИКЕ

Проведено сравнение результатов численного моделирования динамики газового диска нашей Галактики с данными наблюдений газопылевых комплексов (ГПК), содержащих гигантские молекулярные облака и облака атомарного водорода. Наблюдательные данные о ГПК показывают, что эти объекты концентрируются к спиральным рукавам Галактики, при этом свойства комплексов существенно зависят от местоположения в Галактике.

При рассмотрении динамики газового диска учитывается гравитационный потенциал спирального узора звездной компоненты Галактики, сферически симметричных массивного темного гало и звездного балджа, осесимметричного звездного диска. На основе численного метода решения уравнений газовой динамики TVD MUSCL была реализована двухжидкостная химико-динамическая модель, в которой учитываются взаимные превращения молекулярного и атомарного водорода, тепловых процессов, самогравитации. С помощью 2-d и 3-d расчетов изучено влияние неустойчивости фронта галактической ударной волны с учетом тепловых и химических процессов на образование молекулярного водорода. На рисунке изображена эволюция поверхностной плотности газа в численных экспериментах, демонстрирующая облачную структуру на различных пространственных масштабах.



Работа выполнена при поддержке программы 2009НК-21(7)

И. С. Хрыкин, В. И. Корчагин
Южный федеральный университет

2D ЧИСЛЕННОЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ДИСКОВ

В данной работе мы рассмотрели подход глобальных мод в теории волн плотности в спиральной структуре галактических дисков. Используя известные из наблюдений кривые вращения, распределение поверхностной плотности и дисперсию скоростей для Млечного Пути и NGC 5247, были построены равновесные модели галактических дисков обеих галактик и проанализированы спиральные возмущения, используя линейный анализ глобальных мод и нелинейные гидродинамические расчеты. Проведенные расчеты сравнивались с результатами наблюдений.

ИТЕРАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОРБИТ В ОБРАТНЫХ ЗАДАЧАХ СПУТНИКОВОЙ ДИНАМИКИ

Одним из этапов численного моделирования орбит является определение модельных параметров из наблюдений, как правило, в рамках задачи наименьших квадратов, решение которой состоит в минимизации некоторой целевой функции, характеризующей близость наблюдений и их модельных представлений. В работе исследуется эффективность некоторых итерационных методов минимизации применительно к определению круговых (спутниковых) орбит при различном составе наблюдений. Помимо метода Гаусса—Ньютона рассматриваются методы (наискорейшего) градиентного спуска, демпфированный Гаусса—Ньютона, Левенберга—Марквардта, а также овражный составной, предполагающий поочередное использование методов градиентного спуска и Гаусса—Ньютона совместно с так называемым проекционным методом.

В результате проведенных исследований мы пришли к следующим выводам. Метод Гаусса—Ньютона хорош при достаточно большом количестве наблюдательных данных, которые, кроме того, распределены на коротком временном интервале, до 100 оборотов объекта. При малом количестве наблюдений, в особенности, если они рассредоточены в нескольких группах и покрывают длительный интервал времени, поведение целевой функции относительно оцениваемых параметров становится очень сложным, в результате чего метод Гаусса—Ньютона плохо сходится и имеет малую область сходимости. В этом случае целесообразно использовать альтернативные методы. В частности, проблема сходимости эффективно разрешается составным методом. Так, для минимизации целевой функции даже при плохих начальных приближениях он требует не более 20 итераций.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки ФЦП, госконтракт № П1247 от 27.08.09 г.

В. Н. Черникова, Н. Г. Лебедев
Волгоградский государственный университет

КВАНТОВО-ХИМИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЯ СИЛИКАТНОЙ ПЫЛЕВОЙ ЧАСТИЦЫ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

Для исследования элементарных химических процессов разрушения частиц межзвездной среды (МЗС), предлагается использовать современные методы квантовой химии, разработанные для изучения геометрии, физико-химических свойств и реакционной способности атомов, молекул и конденсированных сред. В качестве примера пылевой частицы рассмотрен микроскопический кристалл оксида кремния SiO_2 в модификации кварца.

В работе проведено моделирование пылевой частицы межзвездной среды на примере кристалла оксида кремния SiO_2 в рамках модели молекулярного кластера. Рассмотрен фрагмент силикатной частицы, содержащий восемь элементарных ячеек, составленных из кремний-кислородных тетраэдров. Граничные химические связи оставались ненасыщенными. Проведена релаксация геометрической структуры построенного фрагмента в рамках полуэмпирического квантово-химического метода RM1. Квантово-химическим полуэмпирическим методом RM1 рассчитаны энергии верхней занятой (ЕВЗМО) и нижней вакантной (ЕНВМО) молекулярных орбиталей, ширина запрещенной зоны (E_g) выбранного фрагмента силикатной частицы. Ширина запрещенной зоны рассчитана как первая линия УФ спектра перехода электронов молекулярного кластера кварца.

В работе осуществлено моделирование взаимодействия пылевой частицы с атомом водорода и отрыв поверхностных атомов кремния и кислорода. Рассчитана энергия отрыва атомов кремния и кислорода от пылевой частицы.

В. И. Чечель
Южный федеральный университет

ТРЕХМЕРНАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛОВЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

В работе рассматриваются тепловые неустойчивости межзвездной среды.

Мы предполагаем, что среда однокомпонентная, состоящая из газовой компоненты. Уравнение состояния вещества не адиабатическое, зависимость давления от плотности нелинейная, с двумя экстремумами (максимум и минимум). Плотность среды задается в экстремуме. В центре области задаем сферическое возмущение плотности с радиусом примерно десятки парсек. Амплитуда возмущения составляет примерно от 1—5 % от фоновой. Описание осуществляется в рамках трехмерного гидродинамического кода ZEUS на прямоугольной сетке. В работе проводится сравнение трехмерных расчетов с выполненными ранее, одномерными результатами одномерных расчетов.

ФУНКЦИЯ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ И НАБЛЮДАЕМОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД ПО БОЛЬШИМ ПОЛУОСЯМ ОРБИТ

Большая часть звезд в нашей Галактике входит в состав двойных или кратных звездных систем. В связи с постоянным совершенствованием техники наблюдений, доля известных одиночных звезд неизбежно уменьшается. По-видимому, на начальных стадиях своего существования звезды входят в состав двойных или кратных систем, либо обладают планетными системами, а одиночные объекты являются продуктом эволюции двойных систем. Если эволюция одиночных звезд определяется, в первом приближении, единственной характеристикой — массой, которую к тому же сложно определить прямыми методами, то двойные звезды обладают более широким набором характеристик, определяющих эволюцию и доступных для исследования — отношение масс компонентов, большая полуось орбиты, эксцентриситет. Исследование этих наблюдаемых характеристик позволяет определить функцию звездообразования.

Согласно современным представлениям, число двойных звезд в зависимости от большой полуоси орбиты однородно в чрезвычайно широком диапазоне расстояний: от 0.1 до 1000 а. е. и подчиняется закону Опика. Что указывает на высокую однородность ансамбля двойных звезд и отсутствие предпочтительного масштаба звездообразования. Для более широких пар имеются указания на отклонение от данной зависимости и некоторый дефицит двойных звезд.

Для уточнения закона распределения двойных систем по большим полуосям орбит необходимо связать наблюдаемые угловые расстояния между компонентами с линейными характеристиками их орбиты, используя сведения о пространственном распределении звезд в окрестности Солнца. Необходимо при этом учитывать, что имеющиеся данные наблюдений искажены существенными эффектами селекции, которыми отягощены каталоги визуальных и орбитальных двойных звезд, и эффектами эволюции.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И ПОЛЯРИЗАЦИИ

Явление межзвездной линейной поляризации вызвано линейным дихроизмом межзвездной среды, связанным с присутствием на луче зрения ориентированных несферических пылинок. Спектральная зависимость поляризации $P(\lambda)$ описывается эмпирической формулой Серковского, зависящей от параметров P_{\max} — максимальной степени поляризации и λ_{\max} — длины волны, ей соответствующей. Из анализа наблюдательных данных было установлено соотношение между параметрами кривых межзвездного поглощения $A(\lambda)$ и поляризации $P(\lambda)$: $R_V = (5.6 \pm 0.3) \lambda_{\max}$, где $R_V = A_V/E(B - V)$ — отношение полного поглощения к селективному, а длина волны λ_{\max} дана в μm . Существует также наблюдательный верхний предел для отношения максимальной степени поляризации к избытку цвета звезды $P_{\max}/E(B - V) \lesssim 9\%/\text{mag}$.

Выполненные теоретические расчеты кривых $A(\lambda)$ и $P(\lambda)$ были основаны на модели сфероидальных частиц с неполной ориентацией типа Дэвиса—Гринштейна (более подробное описание модели и некоторые результаты см. в [1]). Параметрами модели являются химический состав, размеры и форма пылевых частиц, а также степень и направление их ориентации. В докладе обсуждаются возможности определения характеристик пылинок и свойств магнитных полей путем моделирования зависимостей между величинами R_V , λ_{\max} и $P_{\max}/E(B - V)$. Результаты расчетов использованы для интерпретации наблюдений звезд, расположенных в созвездиях Возничего—Тельца.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 10-02-00593а).

Список литературы

1. Voshchinnikov N. V., Yakovlev I. S. The relationship between grain shape and interstellar polarization // Electromagnetic and Light Scattering: Theory and Applications, XII / Ed. by K. Muinonen. — Finland: University of Helsinki, 2010. — P. 318.

Тезисы кратких сообщений

P. A. Boley

Max Planck Institute for Astronomy

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МАССИВНОГО МОЛОДОГО ЗВЕЗДНОГО ОБЪЕКТА AFGL 4176 ПРИ ПОМОЩИ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ НА VLTI/MIDI

Исследование процесса звездообразования — одна из наиболее быстро развивающихся областей астрономии в последние десятилетия. Большой вклад в развитие этой области внесли наблюдения погруженных (формирующихся) объектов в инфракрасном диапазоне. Представления о молодых звездах и протозвездах сильно продвинулись в 80-е гг. с запуском космического телескопа IRAS и затем в 90-е гг., благодаря инфракрасной космической обсерватории ISO. Значительный вклад также вносится и сегодня космическими телескопами Спизер и Хершель.

Предыдущие революции в изучении погруженных звездных объектов заключались в основном в расширении доступного для наблюдений спектрального диапазона. С другой стороны, в сегодняшнее время происходит революция на фронте *пространственного* разрешения. Оптические интерферометры (например VLTI) достигают сверхвысокого разрешения (до $0.01''$ на длине волны 10 мкм) и позволяют измерить распределение поглощающего и излучающего вещества на масштабах десятков астрономических единиц. Но покрытие фазового пространства пространственных частот (так называемой *UV-плоскости*) при интерферометрических наблюдениях в инфракрасном диапазоне намного хуже, чем в радиодиапазоне. Поэтому в интерпретации таких данных требуется крайняя осторожность.

Данная работа посвящена изучению объекта AFGL 4176, который относится к классу объектов Becken—Neugebauer (BN). Такие объекты характеризуются большой светимостью (от 10^2 до $10^5 L_{\odot}$) в инфракрасном диапазоне и отсутствием соответствующего источника в оптическом диапазоне, что говорит об очень большой лучевой концентрации поглощающего вещества. Для данного объекта представлены первые результаты численного моделирования спектрального распределения энергии с учетом информации о структуре окружающего материала на актуальных для аккреции масштабах.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ПРОТОПЛАНЕТНЫХ ДИСКОВ

Протопланетные диски считаются местом рождения планетных систем, подобных Солнечной. Пока значительная часть наших знаний о структуре протопланетных дисков черпается из пространственно неразрешенной спектроскопии, но современные инструменты (SMA, PdBI) и будущие интерферометры (в первую очередь, ALMA) имеют возможность получать спектральные карты дисков с высоким угловым разрешением, что позволяет гораздо глубже исследовать их структуру и эволюцию. Интерпретация подобной информации требует использования моделей с детальным описанием физических процессов и максимально возможным уровнем самосогласованности.

В работе исследовано влияние ультрафиолетового (УФ) излучения на структуру протопланетного диска в терминах распределений плотности и температуры, а также скоростей химических фотореакций. Поскольку степень нагрева центральным источником и скорости фотореакций зависят от распределения УФ-поля в среде, ожидается, что указанные величины наиболее зависимы от эволюции пылинок, являющихся основным поглощающим агентом. Поэтому нами изучена зависимость структуры диска от величины УФ-избытка и от используемой модели пыли. Поскольку ранние стадии формирования планет сопровождаются ростом пылинок (приводящим к понижению температуры в диске), и их оседанием к центральной плоскости (имеющим обратный эффект для внешних слоев), то общее влияние свойств пылинок на физико-химическую структуру диска трудно предсказать без детального моделирования. Нами показано, что на ранних стадиях формирования планет чувствительность структуры диска к УФ-избытку сильнее, чем в случае пыли с параметрами, типичными для межзвездной среды.

Работа поддержана РФФИ (грант 10-02-00612) и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ДЖЕТОВ БЛАЗАРОВ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ОПТИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА

В работе использованы данные многолетнего фотометрического и поляриметрического мониторинга блазаров BL Lacertae и OJ 287, полученные на нескольких телескопах.

Рассматривается модель, в которой долговременные изменения параметров поляризации обусловлены присутствием в джете одного постоянного источника поляризованного излучения и нескольких переменных. С помощью метода Монте-Карло находятся оптимальные параметры модели, при которых распределения поляризационных параметров наилучшим образом согласуются с наблюдаемыми.

По данным многоцветной фотометрии BL Lac установлено наличие двух переменных компонент синхротронной природы с различным спектральным распределением энергии. Один из которых отвечает за малые изменения потока при малом уровне блеска, второй — за вспышки. Аналогичное изменение спектрального индекса во время вспышек наблюдается у OJ 287. Подобная цветовая переменность может быть обусловлена прохождением по джету ударных волн.

Н. О. Буданова, Т. В. Боркова, М. В. Шаповалов,
В. В. Коваль, В. А. Марсаков
Южный федеральный университет

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ЗВЕЗД С ТОЧНЫМИ ПАРАЛЛАКСАМИ. ЭЛЕМЕНТЫ S И R-ПРОЦЕССА

Представляется вторая часть новой расширенной версии сводного каталога определений эффективных температур, ускорений силы тяжести и металличностей, а также содержаний элементов г-, s-процессов, полученных на основе спектров высокого разрешения, для $\approx 3\,500$ близких карликов и гигантов поля. Старая версия каталога приведена в работе [1].

Содержание элементов получены в результате трехходовой итерационной процедуры усреднения соответствующих величин с присвоением веса как каждому первоисточнику, так и каждому индивидуальному определению, при этом учитывались систематические смещения всех шкал относительно приведенной средней шкалы. Относительные содержания элементов получены для $\sim 3\,000$ звезд. Элементы г-процесса на основе примерно 1 000 определений для каждого элемента из 38 публикаций, а элементы s-процесса на основе примерно 2 130 определений для каждого элемента из 60 публикаций. Pr(празеодим) удалось найти только для 181 звезд в 5 источниках. Предполагаемая полнота охвата первоисточников с объемом более 5 звезд на январь 2010 г. более 90 %.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерство образования и науки РФ (код проекта П~685) и поддержке Федерального агентства по науке и инновациям (код проекта 02.740.11.0247).

Список литературы

1. Боркова Т. В., Марсаков В. А. Сводный каталог спектроскопических определений содержаний химических элементов в звездах с точными параллаксами. *Магний // Астрон. журн.* — 2005. — Т. 82, № 5. — С. 453—465.

ДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ РАССЕЯННЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ

Рассматривается ряд динамических параметров рассеянных звездных скоплений: контраст плотностей в ядре скопления; дисперсия скоростей движения звезд, полученная с учетом влияния на скопление внешнего поля Галактики и нестационарности скопления; периоды колебаний радиуса скопления и ядра скопления и другие характеристики. Используются простые модели скоплений: модели с плотностью, постоянной по объему, и плотностью, меняющейся обратно пропорционально квадрату расстояния до центра скопления, модель с распределением Кинга плотности числа звезд, модель скопления из двух однородных шаров: нестационарного ядра и стационарного гало. Показывается, что при использовании распределения Кинга зависимости числа звезд скопления от расстояния до центра, оценки масс скоплений получаются ниже «наблюдаемой» величины. Поэтому модель с распределением Кинга дополняется однородным шаром с концентрацией звезд, рассчитанной из требования равенства суммарной массы двух составляющих скопление подсистем «наблюдаемой» массе скопления. Делается вывод о негомологичности колебаний рассеянных звездных скоплений. Поэтому привлекается модель из двух однородных шаров, имитирующих ядро и гало. Для указанных моделей получены аналитические решения уравнений гросс-динамики, согласно которым в скоплениях должны происходить колебания радиуса, плотности, радиальных скоростей звезд, величины момента инерции и других характеристик. С помощью полученных решений сделаны оценки ряда величин, характеризующих нестационарность скопления (период колебания скопления, амплитуда колебаний значения вириального коэффициента скопления, амплитуда колебаний радиуса и ядра скопления, кинетической энергии колебаний, амплитуды колебаний момента инерции скопления и другие величины).

МЕТОД *N-BODY* МОДЕЛИРОВАНИЯ В ФИЗИКЕ

Любое вещество на атомарном уровне представимо как система частиц (атомов), которые взаимодействуют друг с другом по определенному закону. Вид этого взаимодействия ответственен за агрегатное состояние тел: газообразное, твердое, жидкое, плазма, жидкий кристалл и так далее. Поэтому в рамках подхода *N-body* моделирования оказывается реальным изучать и прогнозировать свойства веществ. В плане моделирования свойств веществ метод *N-body* моделирования получил название **метод молекулярной динамики**. Появление и быстрое развитие суперкомпьютеров способствовало бурному развитию *N-body* методов. На современных петафлопных (триллиард операций в секунду) суперкомпьютерах в задачах молекулярной динамики возможно моделирование систем, состоящих из 10^{11} частиц. Как правило, в задачах молекулярной динамики потенциалы взаимодействия атомов — короткодействующие, т. е. быстро спадающие с расстоянием. В конечном итоге это приводит к тому, что вычислительная стоимость алгоритма оказывается пропорциональной числу частиц N .

Расчеты, которые мы до сих пор проводили с целью изучения динамической эволюции галактических скоплений, построены на привлечении *N-body* подхода с его реальной вычислительной стоимостью, пропорциональной N^2 . Современные компьютеры позволяют моделировать до N порядка 10^4 . Реальное население галактических скоплений или звездных рассеянных скоплений порядка 10^4 . Для моделирования физических процессов в галактиках, состоящих из 10^{11} звезд, алгоритмическая стоимость вычислений подскочит до 10^{22} . К тому же во всех этих системах необходимо обязательно учитывать газ. Одним из наиболее подходящих методов, построенных в концепции *N-body* подхода, является **Fast Multiple Method** (быстрый мультипольный метод).

Г. Н. Дремова¹, М. А. Свечников²
¹Российский федеральный ядерный центр,
²Уральский государственный университет

ОБ ЭВОЛЮЦИОННОЙ ЗНАЧИМОСТИ ПРИЛИВНЫХ ЭФФЕКТОВ В ТДС

Проводится индивидуальное тестирование эффектов приливных взаимодействий компонентов в эксцентричных тесных двойных системах (ТДС) с разделенными компонентами типа РГП (разделенными компонентами, принадлежащими главной последовательности). Тесты базируются на динамической теории апсидального движения, объединенной с анализом неадиабатических приливных осцилляций. Также учитывается релятивистский эффект в повороте эллиптической орбиты ТДС. Приливные эффекты могут быть описаны через константы внутреннего строения ($\lg(k2)$, $\lg(k3)$, $\lg(k4)$), а также параметры тормозных моментов ($\lg(\lambda2)$ и $E2$), количественная оценка которых стала возможной благодаря новой сетке эволюционных моделей-треков Кларэ, впервые предоставляющих полный набор констант приливной эволюции. Алгоритм вычисления сводится к методу изохрон ввиду удобной параметризации всех табличных функций, описывающих треки, по времени.

Представление изохрон в диаграммах «параметр тормозного момента — масса (радиус)» позволяют протестировать результаты численной интерполяции на случай конкретной ТДС из каталога Свечникова. Достоверность интерполяции демонстрируется двумя ограничениями на идентичность возрастов компонентов и равенство наблюдаемого периода апсидального движения и его расчетного значения, полученного в рамках теории внутреннего строения звезд и теории звездной эволюции. Анализируются причины нарушения этих условий для отдельных систем. Использование моделей-треков Кларэ позволяет оценить и проанализировать в единой временной последовательности основные шкалы приливной эволюции — синхронизации компонентов, циркуляризации орбиты ТДС и магнитного торможения.

М. А. Еремин¹, Е. О. Васильев², В. Н. Любимов¹

¹Волгоградский государственный университет,

²Научно исследовательский институт физики ЮФУ

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ХИМИКО-ДИНАМИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УДАРНЫХ ВОЛН С МЕЖЗВЕЗДНЫМИ ОБЛАКАМИ

Цель работы — численное моделирование на сетках с высоким разрешением динамической и химической эволюции облака межзвездного газа, взаимодействующего с плоской ударной волной.

На необходимость применения самосогласованного подхода к моделированию химических и динамических процессов указывает тот факт, что основным результатом астрономических наблюдений являются данные о химическом составе исследуемых объектов. Для компьютерного моделирования химико-динамических процессов в межзвездной среде нами был разработан и реализован параллельный трехмерный код *AstroChemHydro*, реализующий явную конечно-объемную схему неубывания полной вариации (TVD) для численного решения уравнений, описывающих течение смеси идеальных химических взаимодействующих газов.

Химическая кинетика межзвездного газа включает в себя реакции водородной и гелиевой групп, а также реакции на металлах. В системе химических реакций был учтен важнейший процесс образования молекулярного водорода на пылинках, а в уравнении для энергии были учтены основные процессы радиационных потерь и нагрева, характерные для межзвездного газа.

Проведенные расчеты позволяют проследить превращения химических реагентов в результате динамического взаимодействия облака с ударной волной и изучить образование молекулярного водорода в зависимости от различного набора параметров.

В заключение укажем наиболее важные выводы: 1) результат взаимодействия облака с ударной волной существенным образом зависит от начальной плотности газа в облаке; 2) в процессе взаимодействия облака с ударной волной наблюдается сильная молекуляризация водорода во внешних слоях облака.

А. М. Занкович, И. Г. Коваленко, В. В. Королёв
Волгоградский государственный университет

УСТОЙЧИВОСТЬ ОСТАТКА СВЕРХНОВОЙ НА СЕДОВСКОЙ СТАДИИ

Представлено аналитическое и численное исследование устойчивости некоторого класса гидродинамических течений, имеющих важные приложения в астрофизике. Данная работа посвящена вопросу устойчивости ударноволнового течения при расширении остатка сверхновой на адиабатической стадии. Выполнен линейный анализ устойчивости течения относительно собственных колебаний и относительно вынужденных колебаний, обусловленных мелкомасштабной неоднородностью фона. В рамках первой задачи уточнены решения Ryu & Vishniac. В рамках второй задачи найдены условия для возникновения гидродинамической неустойчивости течения вследствие резонансного взаимодействия собственных и вынуждающих возмущений. Найденная неустойчивость может являться механизмом, способствующим эффективной фрагментации оболочки за фронтом ударной волны и последующего звездообразования, а также турбулизации межзвездного вещества внутри остатка.

Работа выполнена в рамках ФЦП Рособразования, Госконтракт П1248 и при поддержке фонда «Династия».

А. А. Кабанов, Б. М. Шустов
Институт астрономии РАН

ВЛИЯНИЕ ЗВЕЗД ПОПУЛЯЦИИ III НА РАННЮЮ ЭВОЛЮЦИЮ ДИСКОВЫХ ГАЛАКТИК

В общепринятой модели первичного нуклеосинтеза считается, что изначально Вселенная почти полностью состояла из водорода и гелия. Из такой водородно-гелиевой смеси образовывались первые звезды (ПЗ) во Вселенной, называемые также «популяция III». Согласно многочисленным исследованиям масса таких звезд была очень высокой (более $100 M_{\odot}$). В этих звездах синтезировались первые металлы. До сих пор не известна начальная функция масс ПЗ (НФМ ПЗ), а также пределы их масс.

В работе изучается влияние звезд популяции III на эволюцию дисковых галактик при различных предположениях о пределах масс ПЗ и виде НФМ ПЗ. Также в работе сравнивается эволюция галактик с учетом и без учета влияния ПЗ.

В. Л. Кауц
Астрокосмический центр
физического института им. П. Н. Лебедева РАН

АТОМ ПОЗИТРОНИЯ В АСТРОФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

Развитие рентгеновской и гамма-астрономии продемонстрировало исключительную важность аннигиляционных процессов в современной астрофизике. За последнее время были зарегистрированы многочисленные объекты, в спектрах которых присутствовала электрон-позитронная аннигиляционная линия в районе 511 КэВ. Как показывает теоретический анализ, аннигиляция позитронов сопровождается образованием большого числа атомов позитрония и формированием в спектрах объектов его характерных линий. Возможная регистрация этих особенностей в спектрах дала бы важную информацию о процессах рождения электрон-позитронных пар, характеристиках объектов, где происходит рождение и аннигиляция таких пар, состоянии межзвездной среды, куда возможны выбросы позитронов.

В данной работе рассмотрены основные источники позитронов в нашей Галактике. Найдены ожидаемые потоки в основных характеристических линиях позитрония от различных классов астрофизических объектов. Изучено уравнение переноса в линиях тонкой структуры уровня $n = 2$ ортопозитрония. Обсуждаются возможные наблюдательные следствия инверсной заселенности данных уровней.

АККРЕЦИЯ НА ВРАЩАЮЩИЕСЯ ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ

В данной работе рассматривается стационарная задача аккреции на вращающуюся черную дыру. Учитывается адвекция и используются обобщенные формулы для радиационного давления, описывающие одновременно оптически тонкий и оптически толстый случаи. Делается особый упор на рассмотрение моделей с большой скоростью аккреции. Исследованы свойства глобальных решений для аккреционного диска, описывающих непрерывный переход между оптически толстой внешней и оптически тонкой внутренней областями. Для случая аккреции на вращающуюся черную дыру показано существование внутренней высокотемпературной, оптически тонкой области на более широком диапазоне значений мощности аккреции и вязкости. Кроме того, температура в этой области достигает настолько высоких значений, что становится возможным рождение электронно-позитронных пар.

Д. А. Кононов
Институт астрономии РАН

СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ В ПРЕДВСПЫШЕЧНОМ АККРЕЦИОННОМ ДИСКЕ ТЕСНОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ SS CYGNI

В докладе представлены результаты спектроскопических наблюдений системы SS Cygni, полученные на 1.5 м телескопе обсерватории Лойано (Болонья, Италия) в июне 2009 г. за три дня до вспышки. На основе этих результатов были построены доплеровские томограммы для трех линий бальмеровской серии водорода H_{β} , H_{γ} и H_{δ} . На томограммах выделены особенности, свидетельствующие о наличии в системе ударных волн таких как: «горячая линия» — волна, образующаяся при взаимодействии околodискового гало и струи из точки L1, два спиральных рукава приливной ударной волны и отошедшая ударная волна, возникающая при движении аккректора и диска в газовой оболочке двойной системы. Анализ полученных профилей линий и доплеровских томограмм показал, что перед вспышкой плотность и размер диска увеличиваются.

ДИНАМИКА ОСТАТКОВ СВЕРХНОВЫХ В МНОГОФАЗНОЙ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

Вспышки и остатки сверхновых в современной физике межзвездной среды рассматриваются как важнейшие механизмы, регулирующие физико-химическое состояние межзвездного газа в широком диапазоне временных и пространственных масштабов. Обычно расширение остатков происходит в неоднородной, первоначально двухфазной среде, включающей облака и межоблачный газ, и потому важно учитывать процессы передачи энергии и импульса на масштабах, сравнимых с размерами облаков. С другой стороны на поздних этапах расширения остатка на его динамику начинает оказывать влияние также и крупномасштабные неоднородности в распределении вещества, например, вертикальный градиент плотности в газовом диске галактики.

В докладе представлены результаты исследования взаимодействия остатков сверхновых с неоднородной межзвездной средой в рамках двух- и трехмерного численного гидродинамического моделирования с высоким пространственным разрешением. Эволюция остатков прослеживалась до радиуса оболочки 80 пк. Были рассмотрены модели межзвездной среды, учитывающие наиболее существенные физические факторы — радиативные процессы и теплопроводность и разную степень заполнения облаками. Результаты показывают, что радиативная стадия расширения при наличии облачной компоненты среды наступает раньше, чем при ее отсутствии, еще до образования оболочки остатка. В докладе обсуждаются возможные механизмы образования высокоскоростных облаков, результаты исследования фазовых трансформаций и характеристик развивающейся турбулентности.

МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА НА СИЛИКАТНЫХ ПЫЛИНКАХ МЗС

Проведен расчет энергетических характеристик адсорбции атома водорода на активном центре поверхности пылевой частицы в рамках модели молекулярного кластера с применением неэмпирических и полуэмпирических методов квантовой химии. В качестве модели пылевой частицы рассмотрен микроскопический кристалл оксида кремния SiO_2 . Для моделирования взаимодействия атома водорода с частицей рассмотрены различные фрагменты (кластеры) поверхности оксида кремния.

Полуэмпирическими методами MNDO, PM3, AM1, RM1 и неэмпирическим методом Хартри—Фока в базисах STO-3G, 3-21G, 6-31G, 6-31G**, 6-31++G** рассчитаны энергии верхней занятой (ЕВЗМО) и нижней вакантной (ЕНВМО) молекулярных орбиталей, ширина запрещенной зоны кластера (E_g) и ее изменение в результате адсорбции атома водорода, заряды на атомах H и Si, длина адсорбционной связи ($R(\text{Si}-\text{H})$) и энергия адсорбции (E_{ads}) кластера $\text{OSi}_2(\text{OH})_4 \dots \text{H}$. Ширина запрещенной зоны рассчитана как первая линия УФ спектра перехода электронов кластера, энергия адсорбции — как разница полной энергии кластера $\text{OSi}_2(\text{OH})_4 \dots \text{H}$ и исходных частиц: кластера $\text{OSi}_2(\text{OH})_2$ и атома водорода.

Результаты исследования колебательных частот адсорбционной связи $R(\text{Si}-\text{H})$ лежат в диапазоне $2400\text{--}2800\text{ см}^{-1}$ и дают дополнительную линию в спектре ИК-излучения, поэтому могут быть определены экспериментально. Интенсивности валентных колебаний, конечно, относительно малы по сравнению со спектром самой частицы МЗС. Однако сами частицы имеют микроскопический размер, поэтому концентрация атомарного водорода на их поверхности может быть значительной для наблюдения данной линии спектра.

Работа поддержана ФЦП Рособразование Госконтракт П1248.

И. Д. Литовченко¹, А. В. Алакоз¹, О. С. Баяндина¹,
И. Е. Вальтц¹, Г. М. Ларионов¹, Д. В. Муха²,
А. С. Набатов², А. А. Коноваленко²,
В. В. Захаренко², Е. В. Алексеев²

¹Астрокосмический Центр ФИАН,

²Радиоастрономический Институт НАНУ

ОБЗОР МЕТАНОЛЬНЫХ МАЗЕРОВ I КЛАССА В ЛИНИИ САТЕЛЛИТА ОН (1720 МГц) НА 70-М РАДИОТЕЛЕСКОПЕ НАНУ (УКРАИНА)

С целью установления возможной ассоциации метанольных мазеров I класса и мазеров ОН (1720), формирующихся, согласно современным представлениям, под воздействием одного и того же механизма — столкновительной накачки, проведен обзор выборки ММИ на частоте 1720 МГц. В случае, если модель метанольных мазеров верна, в данной выборке должно присутствовать статистически значимое количество мазеров ОН на частоте 1720 МГц на координатах метанольных мазеров I класса, иначе в модель столкновительной накачки метанольной молекулы потребуется внести коррективы.

Наблюдения проводились в июне 2010 г. на 70-м радиотелескопе Национальной Академии Наук Украины (НАНУ). Выборка включала 117 источников с $\delta > 35^\circ$ (из полного числа 198 ММИ). Ширина диаграммы направленности антенны составляет $9'$ на частоте 1720 МГц. В качестве спектрометра использовался автокоррелятор с разрешением по частоте 4.028 кГц (4096 каналов при полосе 16 МГц).

Представлен результат первичной обработки данных наблюдений в виде 117 откалиброванных спектров. Проведен анализ обстановки с помехами в зависимости от момента наблюдений, высоты источника над горизонтом и географической ориентации телескопа. Наблюдавшиеся источники разбиты на 3 группы — с положительным результатом, с отрицательным; в 3-ю группу вошли источники, спектры которых невозможно обработать из-за большого количества помех. Проведен статистический анализ с учетом литературных данных. Сделаны предварительные выводы относительно механизмов накачки.

© И. Д. Литовченко, А. В. Алакоз, О. С. Баяндина, И. Е. Вальтц,
Г. М. Ларионов, Д. В. Муха, А. С. Набатов, А. А. Коноваленко,
В. В. Захаренко, Е. В. Алексеев, 2011

ОЦЕНКА ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ В ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМАХ

Время релаксации — одна из ключевых величин, определяющих скорость эволюции в звездных системах. Классическая теория Джинса—Чандрасекара приводит к длинной шкале релаксации, справедливость которой означала бы полную детерминированность эволюции галактик. Универсальность строения галактик при всем многообразии возможных начальных условий ставит под сомнение справедливость такого вывода.

В. Г. Гурзadyan и Г. К. Саввиди [1] предложили привлечь к исследованию проблемы эргодическую теорию. Полученная ими формула для оценки эффективного времени релаксации сводит задачу к вычислению математического ожидания квадрата безразмерного случайного ускорения в системе. Приложение построенной теории к пространственно-однородной модели сопряжено с той трудностью, что для функции Хольцмарка не существует моментов второго и более высоких порядков. Рассматриваются четыре возможных радиуса обрезания этого распределения и анализируются результаты расчетов эффективного времени релаксации (времени стохастизации) в каждом случае.

Трактовка звездных сближений как чисто разрывного случайного процесса позволяет уточнить вид функции распределения случайного ускорения в системе на малых прицельных расстояниях [2]. Результаты соответствующих расчетов приводят к короткой шкале релаксации в звездных системах. Анализируется влияние вращения и сплюснутости звездной системы на ее эволюцию.

Список литературы

1. *V. G. Gurzadyan G. K. S.* Collective relaxation of stellar systems // *Astron. Astrophys.* — 1986. — Vol. 160, № 2. — P. 203.
2. *Petrovskaya I. V.* The force distribution for close encounters // *The few body problem* / Ed. by M. J. Valtonen. — Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1988. — P. 275.

ВНУТРЕННЯЯ СТРУКТУРА ЧЕРНОЙ ДЫРЫ ГАУССА—БОННЕ

В данной работе рассматривается влияние максвелловского поля на статическое, асимптотически плоское, сферически-симметричное решение типа «черная дыра» бозонной части низкоэнергетического эффективного действия струнной гравитации с поправками второго порядка по кривизне в форме члена Гаусса—Бонне [1]

$$S = \frac{1}{16\pi} \int d^4x \sqrt{-g} \left[-R + 2\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - e^{-2\phi} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \lambda e^{-2\phi} S_{GB} \right],$$

где R — скалярная кривизна, а S_{GB} — член Гаусса—Бонне. Также рассматривается черная дыра, обладающая только магнитным зарядом.

В результате выполнения работы было изучено поведение метрических функций, дилатона и инварианта кривизны под регулярным горизонтом черной дыры в зависимости от величины магнитного заряда q . Было установлено, что существует некое критическое значение заряда, при достижении которого внутренняя структура черной дыры претерпевает своего рода фазовый переход и перестает совпадать с решением GM—GHS [2].

Список литературы

1. *Alexeyev S. O., Barrau A., Rannu K. A.* Internal structure of a Maxwell-Gauss-Bonnet black hole // *Phys. Rev. D.* — 2009. — Vol. 79. — P. 067503.
2. *Garfinkle D., Horowitz G. T., Strominger A.* Charged black holes in string theory // *Phys. Rev. D.* — 1991. — Vol. 43. — P. 3140–3143.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И НАБЛЮДАЕМЫЕ КРИВЫЕ ВРАЩЕНИЯ ДИСКОВЫХ ГАЛАКТИК. ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА ПРОЕКЦИИ

Кривые вращения дисковых галактик являются одним из главных инструментов для определения распределения массы, изучения и понимания динамики, эволюции и формирования спиральных галактик.

В тоже время кривые вращения сами представляют собой объект для исследования. На вид наблюдаемой кривой могут влиять несколько факторов: эффект проекции, эффект внутреннего поглощения, дисперсия скоростей.

Работа посвящается рассмотрению влияния эффекта проекции на вид наблюдаемой кривой дисковой галактики, наклоненной под произвольным углом к лучу зрения.

Проведено исследование того, для каких значений углов указанным эффектом можно пренебречь. Для рассмотрения брались галактики, как с массивным компактным балджем, так и без него. Также рассматривалось, как эффект проекции влияет на вид наблюдаемой кривой, если учесть, что при реальных наблюдениях щель спектрографа имеет ненулевую толщину.

В итоге были получены следующие результаты.

- Эффект проекции в галактиках без балджа играет роль только при углах наклона $i < 15^\circ$, где угол i — это угол наклона плоскости галактики к лучу зрения.
- Эффект проекции в галактиках с массивным компактным балджем играет особую роль. Он сильно искажает ход наблюдаемой кривой. Поэтому оценки массы галактики по таким кривым могут приводить к сильно заниженным результатам. И только при углах наклона $i > 50^\circ$ данный эффект начнет пропадать.
- Конечная ширина щели спектрографа даже для далеких галактик не оказывает заметного влияния на эффект проекции.

Л. Н. Судов
Санкт-Петербургский государственный университет

ОТОБРАЖЕНИЕ КЕПЛЕРА ДЛЯ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ ВОЗМУЩЕНИЯ В ОГРАНИЧЕННОЙ ЗАДАЧЕ ТРЕХ ТЕЛ

Активно разрабатываемые с 60-х гг. XX в. методы исследования гамильтоновых систем заняли к нашему времени важное место в небесной механике. Одним из таких методов является сведение гладкой динамической системы к каскаду отображений путем построения сечения Пуанкаре.

Методу дискретных отображений посвящены тысячи работ. Для задач кометной динамики стандартной моделью является ограниченная задача трех тел Солнце—Юпитер—комета. В 1988 г. Петроски и Бруке было предложено отображение Кеплера. Его физический смысл в том что энергия астероида и следовательно форма его орбиты скачком меняется в перицентре. Строится аналог отображения Кеплера с учетом высших гармоник возмущения задачи двух тел.

Работа выполнена при финансовой поддержке ВНИИ (НИИ-3290.2010.2) и РФФИ (грант И-10-02-00383-а)

Е. А. Трофимова, А. В. Лапинов
Институт прикладной физики РАН

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ В ОБЛАСТЯХ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ ПО СПЕКТРАЛЬНЫМ ЛИНИЯМ МОЛЕКУЛ

Целью работы являлось определение физических условий в темных облаках на ранних стадиях, предшествующих началу формирования звезд. Анализ данных проводился для источников, наблюдавшихся в 2009—2010 гг. при помощи 32-м радиотелескопа в Медичине (Италия), 45-м радиотелескопа в Нобеяма (Япония) и 100-м радиотелескопа в Эффельсберге (Германия).

Из сравнения ширин линий HC_3N и аммиака, обладающих разной массой молекул, определены кинетические температуры газа и скорости турбулентных движений, а из оптических толщин линий — концентрации молекул на луче зрения.

На основе решения уравнения переноса излучения в линиях молекул CO , HC_3N , HC_5N исследована зависимость интенсивности наблюдаемых радиолиний от плотности и лучевой концентрации для разных вращательных уровней J .

ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМ, ПОГЛОЩАЮЩИХ В ЛИНИЯХ Mg II, НА КРАСНОМ СМЕЩЕНИИ $z \sim 0.4$

В спектрах квазаров наблюдаются линии поглощения, соответствующие красному смещению, меньшему, чем красное смещение квазара. В окрестностях квазара, как правило, находятся галактики, которые могут быть источником поглощения. Отождествление и изучение таких галактик позволит получить информацию о распределении вещества по лучу зрения на разных расстояниях от галактик, а также исследовать процессы, ведущие к появлению этого вещества (галактические выбросы, аккреция и так далее).

В данной работе описаны наблюдения 18 квазаров на $z \sim 0.4$, отобранных по каталогу Sloan Digital Sky Survey (SDSS), имеющих поглощение в линиях Mg II (2797/2803 Å) и галактики в поле зрения. Наблюдения проводились на телескопе VLT (Чили) с помощью спектрографа VIMOS IFU (Integral Field Unit, прибор интегрального поля). Этот прибор позволяет получить спектры всех объектов в поле размером $54 \times 54''$ или 120×120 кпк. Для отождествления галактик, ответственных за поглощение, использовалась линия [O II] (3727 Å). Для 7 квазаров поглощающие галактики были найдены. Расстояния в проекции между галактикой и квазаром варьируются от 0 до 140 кпк. Происхождение таких обширных гало пока неясно. Одним из наиболее распространенных является предположение, что вещество, поглощающее в Mg II, было выброшено из галактики в результате активного звездообразования. Тогда в наблюдаемых галактиках должно быть молодое население. Для проверки этой гипотезы с помощью программы GALAXEV построена сетка из 35 000 моделей с разными металличностями, параметрами пыли и историей звездообразования. Эти модели сравнивались с наблюдениями по показателям цвета из каталога SDSS. Для каждой из галактик найден ряд величин, по которым сделаны выводы об источнике Mg II в гало исследованных галактик.

Работа проведена при поддержке РФФИ (грант 10-02-00231).

М. В. Шаповалов, Т. В. Боркова, Н. О. Буданова,
В. В. Коваль, В. А. Марсаков
Южный федеральный университет

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ЗВЕЗД С ТОЧНЫМИ ПАРАЛЛАКСАМИ. ЭЛЕМЕНТЫ ЖЕЛЕЗНОГО ПИКА

Представляется первая часть новой расширенной версии сводного каталога определений эффективных температур, ускорений силы тяжести и металличностей, а также содержаний α -элементов и элементов железного пика, полученных на основе спектров высокого разрешения, для ≈ 3500 близких карликов и гигантов поля. Для всех звезд вычислены расстояния, компоненты пространственных скоростей, элементы галактических орбит и возрасты. Параметры атмосфер, содержаний железа и элементов получены в результате трехходовой итерационной процедуры усреднения соответствующих величин с присвоением веса как каждому первоисточнику, так и каждому индивидуальному определению, при этом учитывались систематические смещения всех шкал относительно приведенной средней шкалы. При определении параметров атмосфер и содержаний железа использовалось около 6845 определений из 207 публикаций. Относительные содержания α -элементов получены для ~ 3000 звезд на основе примерно 3439 определений для каждого элемента из 96 публикаций. Предполагаемая полнота охвата первоисточников с объемом более пяти звезд на январь 2010 г. более 90 %. Для карликов и субгигантов определены возрасты на основе Йельских изохрон (2004). Для этой цели был разработан пакет программ, основанный на интерполяции сплайн-функциями теоретических изохрон в координатах $T_{eff} - M_v$, с последующей интерполяцией по металличности и содержаниям α -элементов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (код проекта П~685) и поддержке Федерального агентства по науке и инновациям (код проекта 02.740.11.0247).

Стендовые доклады

С. А. Алексеева¹, А. М. Соболев¹, С. Ю. Горда¹,
М. В. Юшкин²

¹Уральский государственный университет,

²Специальная астрофизическая обсерватория РАН

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ HD 37737

В ноябре 2009 г. на 6-метровом телескопе БТА САО РАН с использованием эшелле спектрографа NES в диапазоне длин волн 4100—5450 Å было получено 5 спектров звезды HD 37737, создающей туманность S232. Спектральное разрешение прибора составляло $R = 60\,000$. Время экспозиции каждого спектра около 1 час. Во всех полученных спектрах хорошо выделяются линии водорода: H_β 4861 Å, H_γ 4341 Å, H_δ 4102 Å, а также линии гелия: He I 4026 Å, He I 4144 Å, He I 4472 Å, He I 4713 Å, He I 4922 Å, He I 5016 Å, He II 4542 Å, He II 4686 Å, кислорода: O II 4415 Å, O II 4367 Å, O II 4649 Å, O II 4070 Å, кремния: Si III 4553 Å, Si III 4568 Å, Si IV 4089 Å и азота: N III 4379 Å. В пакете DECH методом совмещения прямого и зеркального профиля по данным линиям получены значения лучевых скоростей. Значения скоростей, определенные по различным линиям, отличались более чем на 50 км/с, в то время как ошибки в определении лучевых скоростей по проведенным оценкам не превосходят 4 км/с. Для линий различной глубины отмечены также отличия в характере изменения лучевой скорости со временем. Полученные результаты свидетельствуют о несимметричности атмосферы звезды и протекании динамических процессов в ней.

Е. А. Аввакумова
Астрономическая обсерватория УрГУ

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКОГО ПРОЯВЛЕНИЯ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ В ТЕСНЫХ МАССИВНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

В работе представлено сравнение кривых остаточных уклонений (зависимость разности наблюдаемого и теоретического изменения блеска от фазы орбитального периода) для двух звезд: LY Возничего и ВН Центавра, относящихся к массивным контактными двойным системам ранних спектральных классов. Кривые остаточных уклонений позволяют оценить влияние газового вещества общей оболочки на различных фазовых интервалах наблюдаемых кривых блеска и качественно описать характер искажения излучения компонентов системы. Изменение кривых остаточных уклонений при переходе от одного фильтра к другому указывает на зависимость механизмов искажения излучения компонентов в околозвездном веществе от спектрального диапазона. Изменение остаточных уклонений при переходе от одной эпохи наблюдения к другой указывает на изменение условий в околозвездном веществе. Сравнение кривых остаточных уклонений разных звезд между собой позволяет выявить общие эффекты влияния околозвездного вещества на фотометрические наблюдения массивных контактных ОВ звезд.

Работа проведена при поддержке Федерального агентства по науке и инновациям Минобрнауки РФ (гос. контракты 02.740.11.0249, 02.740.11.0247), Федерального агентства по образованию Минобрнауки РФ (гос. контракты П540, П919) и РФФИ в рамках проекта 10-02-00426-а.

С. С. Беломестных, О. В. Емельяненко, Т. И. Левитская
Уральский государственный университет

РАЗРАБОТКА ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО УСТРОЙСТВА МЕХАНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ДЛЯ МОНИТОРИНГА ДЕФОРМАЦИОННОГО СОСТОЯНИЯ ИНЖЕНЕРНЫХ СООРУЖЕНИЙ

Деформации инженерных сооружений, возникающие вследствие воздействия различных факторов, могут стать причиной разрушения и вызвать серьезный экономический и социальный ущерб. Специалисты из различных областей науки и техники развивают технологии предупреждения техногенных аварий, например, мониторинг состояния сооружений (Structural Health Monitoring, SHM) — процесс выполнения методического определения деформаций инженерных сооружений. При этом, под деформацией понимается изменение свойств материала и/или геометрических свойств таких систем, включая изменение граничных условий и связей в системах.

Беспроводные автоматические системы мониторинга состояния сооружений являются одними из перспективных технологий SHM. Они дают возможность получать информацию о состоянии большого количества природных и техногенных объектов, расположенных по всей поверхности Земли, и построения систем мониторинга на крупных территориях.

Одним из типов применяемых датчиков являются MEMS акселерометры, предназначенные для измерения механических колебаний (проекции ускорения) объектов. Группой магистрантов производится разработка устройства для снятия измерительных данных с акселерометров и их передачи по беспроводному каналу связи на персональный компьютер. Применяются двух и трехосные акселерометры чувствительности от 2g до 16g. За основу принят микроконтроллер ATME1. Для передачи данных на персональный компьютер планируется использовать беспроводные сети стандарта ZigBee. Разработку и испытания устройства планируется закончить в апреле—мае 2011 г.

К ВОПРОСУ О СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Немецкий астроном Генрих Швабе в течение четверти столетия наблюдал Солнце и отмечал количество замеченных им солнечных пятен. В 1851 г. он опубликовал свои наблюдения, чем привлек внимание ученых к своему открытию. На протяжении 159 лет астрономы-профессионалы и любители продолжают дело Г. Швабе — изучают активность Солнца.

Данная работа является итогом исследовательской деятельности членов астрономического клуба «Парсек», ДТДиМ г.Озерска, Челябинской области за три года. Цель: мониторинг солнечной активности — переходного процесса 23/24 солнечного цикла. Задачи: внедрить методику горной астрономической станции г. Кисловодска (ГАС); наблюдать фотосферу Солнца; проанализировать полученные результаты; построить графики солнечной активности (чисел W) по результатам наблюдений и расчётов за 6 месяцев.

За 2008—2009 гг. проведено 239 наблюдений Солнца. И как результат — зафиксировано прохождение 12 небольших групп пятен. Наблюдения 2010 г. зафиксировали регулярное появление групп пятен в южном и в северном полушариях Солнца. Используемая методика: инструкция для наблюдений Солнца ГАС г. Кисловодска. Мониторинг солнечной активности за 3 года позволил сделать ряд выводов. В 2008 г. число Вольфа составило 2.1. За 2009 г. число Вольфа изменилось и составило $W = 3.7$. Следовательно, выявлена тенденция увеличения солнечной активности. 2010 г. окончательно подтвердил нарастание солнечной активности 24 солнечного цикла и исключил повторение Маундеровского минимума. За время совместной работы с астрономами Кисловодска удалось достичь значительного успеха, используя телескоп «Мицар», в обнаружении пятен и определении их координат, с минимальной погрешностью измерения в 1° .

НОВАЯ ПЕРЕМЕННАЯ С ПОЛНЫМ ЗАТМЕНИЕМ

В 2009 г. на телескопе АЗТ-3 ($D = 0.45$ м, $F = 2.0$ м) была обнаружена переменность блеска звезды 3UC281–203711, $m_V = 12.4^m$. Последующие наблюдения 2009–2010 гг., выполненные на том же телескопе с использованием ПЗС-камеры U6 фирмы Apogee (2048×2048 , 24 мкм), позволили установить, что звезда относится к типу затменных систем с периодом $P = 1.94823^d$. Кривая блеска (рис.1) близка по форме к типу βLyr . В главном минимуме наблюдается участок постоянного блеска, что указывает на полное затмение. Из соотношения общей продолжительности главного минимума и участка постоянного блеска следует, что отношение радиусов компонентов $k \leq 0.25$. Глубины главного и вторичного минимумов 0.1 и 0.03^m , соответственно. Меньший компонент значительно более горячий. В системе, возможно, имеет место истечение вещества с поверхности большего компонента, на что указывают временные изменения блеска в области вторичного минимума и небольшие плато непосредственно перед входом в главный минимум и на выходе из него (см. врезку на рис.1).

Работа выполнена при поддержке федерального агентства по науке и инновациям, государственный контракт 02.740.11.0247 от 07.07.2009

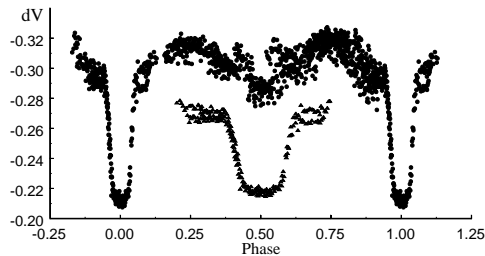


Рис. 1. Кривая блеска и немасштабное изображение главного минимума

А. В. Гусева
Дворец творчества детей и молодежи

СИСТЕМА МАСТЕР ИЛИ ОХОТА ЗА СВЕРХНОВЫМИ ЗВЕЗДАМИ

Данная работа посвящается созданию в нашем астрономическом клубе группы из увлеченных школьников 9-х классов для поиска Сверхновых звезд на сайте профессора В. М. Липунова (ГАИШ) с помощью телескопов-роботов системы «МАСТЕР» расположенных в Кисловодске, Иркутске и Благовещенске. История создания проекта МАСТЕР берет начало в 2002 г. В относительно короткое время были разработаны и изготовлены автоматические монтировки и крыша, написан софт обработки и поставлены алерты с гамма-телескопов, московской фирмой «Оптика» изготовлены телескопы, согласованы места их установки на территории России и, что самое главное, скомплектованы научные группы специалистов и бескорыстных энтузиастов-наблюдателей.

В практической части работы описывается сайт системы поиска сверхновых звезд и методика работы над проектом. Указаны случаи повторяющихся ошибок поиска и даны рекомендации как избегать их в дальнейшем. Приводится сводная таблица открытых в системе «Мастер» Сверхновых звезд начиная с 28 апреля 2005 г, когда была открыта самая первая звезда SN2005bv.

Работа заканчивается сообщением о предстоящем в Испании в июне 2011 г. Втором семинаре по Робототехническим Обсерваториям. Семинар должен подвести итоги научных открытий за прошедшие пять лет и выработать стратегию и тактику на ближайшие годы.

Наши знания, энтузиазм и трудолюбие во время поиска СН звезд, мы уверены, помогут нам сделать открытия.

П. Е. Захарова, Д. В. Гламазда,
Э. Д. Кузнецов, А. И. Шагабудинов
Астрономическая обсерватория УрГУ

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ВЫСОКООРБИТАЛЬНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ НА ТЕЛЕСКОПЕ СБГ КОУРОВСКОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ В 2010 ГОДУ

В 2010 г. на телескопе СБГ Коуровской астрономической обсерватории УрГУ проводились наблюдения искусственных спутников Земли, движущихся по геосинхронным, высокоэллиптическим и средневысоким орбитам.

Определено свыше 1400 положений для более чем 50 высокоорбитальных космических объектов. Построено 43 улучшенных орбиты. С помощью программного комплекса «Celestial Mechanics» [1] для четырнадцати геосинхронных объектов и трех высокоэллиптических спутников получены оценки парусности (отношения площади миделева сечения к массе). Значения парусности лежат в пределах от 0.0057 до 1.0 м²/кг.

Дальнейшие наблюдения этих объектов позволят установить диапазоны изменения парусности в зависимости от условий освещенности этих объектов. Особый интерес представляет задача поиска объектов с большими (превышающими 1 м²/кг) значениями парусности. Орбитальная эволюция таких объектов в значительной степени определяется влиянием светового давления и имеет качественные отличия, обусловленные эффектом Пойнтинга—Робертсона.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства образования и науки РФ (Аналитическая ведомственная целевая программа «Развитие научного потенциала высшей школы (2009—2010 годы)»).

Список литературы

1. *Butler G. Methods of Celestial Mechanics. V. 2.* — Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2005.

Г. Т. Кайзер¹, Э. Д. Кузнецов¹, В. В. Куприянов²,
Ю. З. Вибе¹, Д. В. Гламазда¹

¹Астрономическая обсерватория УрГУ,

²Главная астрономическая обсерватория РАН

ПОЗИЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГЕОСИНХРОННЫХ СПУТНИКОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭВОЛЮЦИИ ИХ ОРБИТ

В Коуровской астрономической обсерватории, начиная с 2006 г., проводятся позиционные наблюдения избранных геосинхронных спутников (ГСС) с целью исследования долгопериодической эволюции элементов их орбит и изучение влияния светового давления на динамику объектов этого типа. В 2009—2010 гг. наблюдения были сосредоточены на пассивных спутниках 1984-035A, 1995-063D и ГСС типа Горизонт, прекративших активное функционирование и движущихся в пространстве в неуправляемом режиме.

Наблюдения проводились на телескопе СБГ ($D = 420$ мм, $F = 790$ мм, ПЗС-камера Apogee Alta U32). Астрометрическая обработка снимков проведена с помощью АРЕХ-II [1]. Обработано более 2 500 снимков, определено 1 520 положений тринадцати ГСС. Оценка точности измерений выполнялась по среднеквадратическим отклонениям координат объекта относительно модельной траектории. Для полученных положений это значение внутри серии не превышает $0.7''$. По результатам наблюдений были определены элементы орбит на 160 эпох. Определение элементов орбит и идентификация наблюдений с объектами каталога ГСС выполнялись программой NewIdent, разработанной в УрГУ. Результаты каталогизированы.

Список литературы

1. Девяткин А. В., Горшанов Д. Л., Куприянов В. В., Верещагина И. А. Программные пакеты «АПЕКС-I» и «АПЕКС-II» для обработки астрономических ПЗС-наблюдений // Астрон. вест. — 2010. — Т. 44. — С. 74—87.

А. А. Калинин
Астрономическая обсерватория УрГУ

ОТНОШЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ЛИНИЙ ВОДОРОДА И КАЛЬЦИЯ В СПЕКТРАХ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

Проведено моделирование излучения линий водорода и ионизованного кальция в спокойных солнечных протуберанцах на лимбе Солнца в модели плоского слоя. Построены диаграммы зависимости интегральных интенсивностей линий H и K ионизованного кальция и линии ϵ водорода от физических параметров. Изучено поведение отношения интегральных интенсивностей линий H CaII и H ϵ , удобных для наблюдений на солнечном телескопе АО УрГУ.

Показано, что привлечение данных о профиле линий позволяет уменьшить неопределенности в определении физических параметров протуберанца.

В. В. Коваль, В. А. Марсаков,
Т. В. Боркова, М. В. Шаповалов
Южный федеральный университет

ВЛИЯНИЕ РАДИАЛЬНОЙ МИГРАЦИИ НА ЗАВИСИМОСТЬ «ВОЗРАСТ—МЕТАЛЛИЧНОСТЬ» В ТОНКОМ ДИСКЕ ГАЛАКТИКИ

Тригонометрические HST расстояния, фотометрические металличности и изохронные возрасты из второй обновленной версии жевевско-копенгагенского обзора, а также однородные спектроскопические определения содержаний железа и магния из авторского сводного каталога использованы для построения и исследования диаграмм «возраст—металличность» и «возраст—относительное содержание магния» для звезд тонкого диска. Подробно обсуждено влияние селекционных эффектов. Установлено, что радиальная миграция звезд не приводит к значимому искажению хода зависимости металличности от возраста. Первые несколько миллиардов лет формирования тонкого диска межзвездное вещество в нем было в среднем довольно богато тяжелыми элементами ($\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle \approx -0.2$) и плохо перемешано, но с возрастом дисперсия металличности непрерывно уменьшалась от $\sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]} \approx 0.22$ до ≈ 0.13 . Все это время среднее относительное содержание магния было несколько выше солнечного ($\langle [\text{Mg}/\text{Fe}] \rangle \approx 0.1$). Примерно 4—5 млрд лет назад средняя металличность стала систематически увеличиваться, сохраняя неизменной дисперсию, а вслед за этим среднее относительное содержание магния начало уменьшаться. Одновременно, численность звезд в подсистеме резко увеличилась. Перечисленные свойства можно объяснить тем, что низкая на начальных этапах формирования тонкого галактического диска скорость звездообразования внезапно увеличилась около 4—5 млрд лет назад.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (код проекта П 685) и Федерального агентства по науке и инновациям (код проекта 02.740.11.0247)

ОБНАРУЖЕНИЕ ОРБИТАЛЬНОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ И СВЕРХГОРБОВ В КАТАКЛИЗМИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОЙ V378 Peg

Важнейшей характеристикой катаклизмических переменных являются их орбитальные периоды, поскольку они служат индикаторами динамической эволюции орбит. Катаклизмическая переменная V378 Peg известна уже около пятнадцати лет. Однако попыток определить ее орбитальный период не предпринималось. Проведенные нами на 70-см телескопе фотометрические наблюдения V378 Peg позволили обнаружить колебания с периодом около трех часов, который мог бы быть орбитальным периодом. Однако в некоторых кривых блеска эти колебания отсутствовали (см. рис. 1). Это могло бы быть вызвано биениями двух колебаний с близкими периодами. Действительно, Фурье-анализ позволил обнаружить два колебания с периодами 3.238 ± 0.003 и 3.195 ± 0.003 ч. Кроме колебаний с орбитальным периодом, в катаклизмических переменных иногда наблюдаются колебания с периодом на несколько процентов отличающимся от орбитального, называемые сверхгорбами. По всей видимости, в V378 Peg мы наблюдали эти два колебания, поскольку наблюдавшаяся разность периодов типична для таких колебаний.

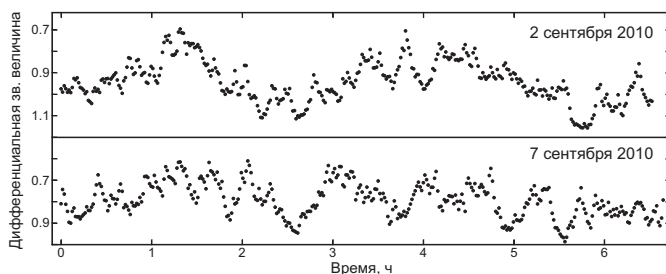


Рис. 1. Примеры кривых блеска V378 Peg

В. В. Крушинский, Е. А. Аввакумова,
И. С. Заложных, А. А. Попов
Астрономическая обсерватория УрГУ

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАТМЕННОЙ ПЕРЕМЕННОЙ ЗВЕЗДЫ NOMAD-1 1127-0027360

Работа посвящена исследованию физических характеристик затменно-переменной звезды NOMAD-1 1127-0027360 ($1^h48^m50^s.13$, $+22^\circ46'37.4''$), открытой в 2010 г. [1] Предположительно система относится к затменно-переменным типа β Лут. Мы получили оценку спектрального класса системы, а также провели решение кривых изменения блеска. Спектральный класс системы определен по показателю цвета (B-V). Значения звездных величин в B и V фильтрах получены по данным каталога SDSS-DR7. Для оценки межзвездного поглощения использованы данные инфракрасной фотометрии из каталога 2MASS. Согласно [2] полученное значение $(B-V)_0$ соответствует классу G5 — G8. Согласно решению кривых блеска двойная система является полуразделенной: менее массивный и более холодный компонент заполняет свою критическую полость Роша.

Работа проведена при поддержке Федерального агентства по науке и инновациям Минобрнауки РФ (гос. контракты №02.740.11.0249, №02.740.11.0247), Федерального агентства по образованию Минобрнауки РФ (гос. контракты №П540, №П919) и РФФИ в рамках проекта N10-02-00426-а.

Список литературы

1. *Krushinsky V., Zalozhniy I., Popov A., Avvakumova E.* Discovery of Variability for NOMAD-1 1127-0027360 // *Peremennye Zvezdy, Prilozhenie.* — 2010. — Vol. 10, № 30.
2. *Flower P. J.* Transformations from Theoretical Hertzsprung-Russell Diagrams to Color-Magnitude Diagrams: Effective Temperatures, B-V Colors, and Bolometric Corrections // *Astrophys. J.* — 1996. — Vol. 469. — P. 355. [vizier on-line catalogue J/ApJ/469/355](#).

К ВОПРОСУ О ВРАЩЕНИИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Повороты солнечных пятен, которые можно считать крутильными колебаниями, наблюдаются в течение различных интервалов времени. Медленное вращение наблюдается в течение всего времени прохождения пятна по диску Солнца. Это поворот на $10\text{--}15^\circ$ за несколько суток. На это плавное движение накладываются быстрые повороты с амплитудой $8\text{--}9^\circ$ с интервалами $40\text{--}100$ мин.

На телескопе АЦУ-5 АО УрГУ в течение нескольких лет ведутся наблюдения солнечных пятен с целью изучения характера вращения пятен. Избранные пятна ежеминутно снимаются на видеокамеру в течение нескольких часов, в зависимости от погодных и прочих условий, а затем, используя отдельные элементы пятна, определяется его положение относительно солнечного экватора. Поскольку отмечается самый разнообразный, характер вращения, рассматриваются возможные причины такого разнообразия относительно характеристик пятна: площадь, напряженность магнитного поля, принадлежность к той или иной конфигурации, координаты, возраст и тому подобное.

В настоящей работе рассматривается возможная связь скорости вращения пятна с гелиографической широтой пятна и его возрастом. Использовались снимки 29 пятен, полученные в течение наблюдательных сезонов 2001—2006 гг. Отдельно рассматривались большие пятна диаметром $50\text{--}90''$; и малые диаметром $20\text{--}30''$. Как у малых, так и больших пятен зависимость скорости вращения от гелиографической широты пятна не выявлена, разве что имеет место слабая тенденция к увеличению скорости вращения с уменьшением гелиошироты для малых пятен.

По изменению площади пятна мы можем судить на какой стадии развития оно находится. Рассматривается три случая: растущее пятно — площадь увеличивается, состояние стабильной площади и уменьшение площади со временем, т. е. исчезающее пятно. Рассматривая колебания с этой точки зрения, наблюдаем тенденцию уменьшения периода колебаний, амплитуды и скорости вращения.

ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЙ В ОКРЕСТНОСТИ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ S-ОРБИТЫ В ОБЩЕЙ ЗАДАЧЕ ТРЕХ ТЕЛ

В окрестности устойчивой периодической орбиты Шубарта обнаружена близкая к периодической орбита, в которой область движений центрального тела напоминает по форме букву *S*. При этом витки траекторий двух крайних тел представляют собой петли с самопересечением, точкой возврата и точкой соударения с центральным телом. Исследованы движения в окрестности этой устойчивой периодической *S*-орбиты в общей задаче трех тел. Выделены области устойчивости движений на конечных интервалах времени. Рассмотрены различные сечения этой области. Обнаружено несколько областей устойчивости, по-видимому, связанных с другими периодическими орбитами. Изучены некоторые конкретные траектории из области устойчивости и вблизи ее границы. Показано, что в малой окрестности периодической орбиты движения воспроизводят форму витков траектории, характерную для периодической орбиты. По мере удаления по начальным условиям от периодического решения витки траектории нарушают форму, характерную для периодического решения, происходит либрация и прецессия витков. В пространственном случае происходят «развороты» витков траекторий компонентов тройной системы. Траектория является регулярной на конечном интервале времени. При больших сдвигах движения приобретают признаки стохастичности, эволюция тройной системы завершается распадом — уходом одного из тел по гиперболической орбите. В стохастическом режиме фазовая траектория может проявлять совершенно неожиданные свойства — в ходе эволюции тройной системы происходят направленные «иглочатые» выбросы различных компонентов, некоторое время траектория может проводить в окрестности периодических решений (в частности, лагранжева решения и периодической орбиты Брука), формируется «корона» из витков траектории удаленного компонента, при этом два других компонента формируют тесную двойную систему. В стохастическом режиме происходит повторение некоторых отдельных стадий эволюции.

РАСЧЕТ РЯДА ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ РАССЕЯННЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ (PLEIADES, PRAESEPE)

Производство энтропии является одной из важнейших теплофизических характеристик неравновесных процессов. Однако этому параметру уделяется мало внимания в астрофизических расчетах. Цель данной работы разработать алгоритм нахождения производства энтропии по имеющимся астрофотометрическим данным и, в качестве примера, рассчитать производство энтропии звезд для двух рассеянных, относительно молодых и довольно близко расположенных к нам звездных скоплений (Praesep и Pleiades).

В качестве исходных данных использовались фотометрические данные базы WEBDA. Используя видимую звездную величину и модуль расстояния (поправленный на межзвездное поглощение света) была получена абсолютная видимая звездная величина, из которой, с учетом болометрической поправки, была определена абсолютная болометрическая звездная величина. Последняя величина, по формуле Погсона, привела к интегральной светимости. Эффективную температуру звезды находили по ранее найденной (по данным Allen, 1977) эмпирической связи с поправленным показателем цвета. С точностью до численных констант плотность производства энтропии прямо пропорционально кубу эффективной температуры, а производство энтропии прямо пропорционально интегральной светимости и обратно пропорционально эффективной температуре.

Расчеты показали, что распределение звезд в зависимости от плотности производства энтропии для Pleiades является быстро спадающим (по степенному закону), тогда как для Praesep имеет сложный бимодальный вид. Значения плотности производства энтропии находились в диапазоне от 500 до 60 000 Вт/(К м²). Распределение звезд (Pleiades) в зависимости от производства энтропии имеет ярко выраженную дельтаобразную форму (около 75 % всех звезд сосредоточено в интервале 2×10^{21} — 1×10^{23} Вт/К). Распределение звезд (Praesep) является более размытым (около 75 % всех звезд сосредоточено в интервале 2×10^{21} — 2×10^{23} Вт/К).

ИССЛЕДОВАНИЕ БЛАЗАРОВ С СИЛЬНЫМ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕМ В РАЗЛИЧНЫХ ДИАПАЗОНАХ ДЛИН ВОЛН

Мы исследовали радиокарты шести ярких в гамма-диапазоне блазаров (BL Lac, 3C 279, 3C 273, W Com, PKS 1510-089, 3C 66A) и вариации блеска этих объектов в оптическом и гамма-диапазонах для того, чтобы обнаружить связь между яркостью в гамма- и оптическом диапазонах и изменениями в структуре парсекового радиоджета.

Мы использовали карты высокого разрешения, полученные группой исследователей из Бостонского университета на 43 ГГц с помощью радиоинтерферометра VLBA, оптические кривые блеска были получены группой наблюдателей Санкт-Петербургского университета на телескопах LX200 (0.4 м) СПбГУ и АЗТ-8 (0.7 м) КрАО. Кривые блеска в гамма-диапазоне были получены с помощью космической гамма-обсерватории Ферми.

За период с августа 2008 по ноябрь 2009 г. были найдены сверхсветовые движения во всех шести объектах. Обнаруженные видимые скорости находятся в пределах от $2c$ до $40c$. Блазары с наиболее высокими видимыми скоростями 3C 273, 3C 279, PKS 1510-089 и 3C 66A показывают сильную переменность гамма-излучения. Обнаружена тенденция, что источники с более резко очерченными пиками вспышек в гамма-диапазоне имеют более высокие скорости в джете нежели источники без резких пиков. Кривые блеска в гамма-диапазоне с резко очерченными вспышками обладают более сильной корреляцией между гамма- и оптическим излучением.

Данные исследования проводятся в рамках ФЦП «Кадры», госконтракт № П123 от 13.04.2010.

Т. П. Никифорова¹, А. М. Васькина²

¹Астрономическая обсерватория УрГУ,

²Уральский государственный университет

ГОРЯЧИЕ ПЕТЛИ НА ВОСХОДЯЩИХ ВЕТВЯХ 23 И 24 ЦИКЛОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Проведено сравнение количества и характеристик горячих петель, наблюдавшихся на лимбе Солнца на восходящих ветвях двух последовательных циклов солнечной активности (нынешнего двадцатьчетвертого и предыдущего двадцатьтретьего), в течение двух лет каждого цикла. Использовалась база данных солнечной орбитальной обсерватории SOHO — изображения Солнца в линии 304 Å, He II и других линиях ультрафиолетовой области солнечного спектра (EIT 171, 195, 284 Å). Даты наименьшей активности Солнца в каждом цикле были вычислены формально при аппроксимации минимумов полиномами.

Отмечено, что наиболее горячие (до 1.5×10^6 — 2×10^6 К) и наиболее высокие (до 45 000 км) петли наблюдались в тех случаях, когда на диске имелось несколько близко расположенных активных областей, разнесенных по площади или вдоль широты или вдоль долготы. Возможно, что мощность события зависит от взаимодействия близко расположенных активных областей.

ФОТОМЕТРИЯ РАССЕЯННОГО СКОПЛЕНИЯ NGC 7142

Для уточнения характеристик малоизученного рассеянного скопления NGC 7142, проводится поиск переменных звезд и анализ их кривых блеска. Для этого была проведена фотометрия 2194 звезд в поле скопления в фильтрах V, R и I. Наблюдения проводились на телескопе МАСТЕР II Урал (Коуровская астрономическая обсерватория) с октября 2009 по ноябрь 2010 г. и продолжаются в настоящее время. Апертурная фотометрия выполнялась с помощью программного пакета IRAF/apphot [1], статистическая обработка — с помощью программ, реализующих алгоритмы, описанные в статьях [2, 3].

В ходе работы было установлено, что точность фотометрических наблюдений на телескопе для звезд $10\text{--}15^m$ составляет от 0.02 до 0.07^m в фильтрах R и V. Первые результаты позволили заподозрить переменность у звезд ($21^h43^m52.80^s, +65^\circ54'27.7''$) и ($21^h45^m10.66^s, +65^\circ54'22.6''$), анализ их кривых блеска и дальнейший поиск переменных продолжается. Кроме того, уточняются характеристики ранее найденных потенциально переменных звезд [2].

Работа проведена при поддержке Федерального агентства по науке и инновациям Минобрнауки РФ (гос. контракт № 02.740.11.0249).

Список литературы

1. *Tody D.* IRAF in the Nineties // ASP Conf. Ser. — 1993. — Vol. 52. — P. 173.
2. *Rose M. B., Hintz E. G.* A search for low-amplitude variability in six open clusters using the robust median statistic // Astron. J. — 2007. — Vol. 134. — P. 2067.
3. *Everett M. E., Howell S. B.* A Technique for Ultrahigh-Precision CCD Photometry // Publ. Astron. Soc. Pac. — 2001. — Vol. 113, iss. 789. — P. 1428.

ВОЗНИКНОВЕНИЕ РЕЗОНАНСА 1:1

В. В. Белецкий в 1956 г. сформулировал условия устойчивости относительного равновесия спутника на орбите. В относительном равновесии вектор абсолютной угловой скорости направлен по нормали к плоскости орбиты, а величина абсолютной угловой скорости равна величине угловой скорости движения центра масс спутника по орбите. Это означает, что период вращения спутника совпадает с периодом обращения: спутник все время обращен одной и той же стороной к Земле. Введем полуоси a , b , c эллипсоида инерции твердого тела. Они связаны известным соотношением с моментами инерции твердого тела, соответственно, A , B , C . C является минимальным моментом инерции. Ось этого момента инерции направлена по радиусу-вектору центра масс. Следовательно максимальная полуось c эллипсоида инерции направлена по радиусу-вектору орбиты. B — максимальный момент инерции, и соответствующая ему минимальная полуось b эллипсоида инерции направлена по нормали к плоскости орбиты. Средняя полуось a эллипсоида инерции расположена по касательной к орбите. Как показал Белецкий, для устойчивости положения относительного равновесия твердого тела на круговой орбите в ньютоновском центральном поле сил достаточно, чтобы в этом равновесии наибольшая ось эллипсоида инерции твердого тела была направлена по радиусу-вектору, наименьшая — по нормали к плоскости орбиты и средняя ось — по касательной к орбите. Достаточное условие устойчивости: B больше A больше C . Известно, что Луна находится в положении относительного равновесия, то-есть в резонансе 1:1. Одна из гипотез образования Луны — ее отделение от вращающейся Земли. Земля уже была деформирована центробежными силами. При разделении Земля и Луна получили дополнительные деформации соответствующие условию устойчивости. Луна в условиях гравитационного поля Земли сохранила эту устойчивость. На основе этого рассмотрения можно сделать вывод, что резонанс 1:1 изначально присутствует при разделении вращающихся тел на компоненты.

А. Л. Рыбак

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

«ПРОБЛЕМА ЛИВИНГСТОНА» И ДЛИТЕЛЬНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СРЕДНИХ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

На основе Пулковской базы данных магнитных полей солнечных пятен, включающей более чем 40-летние наблюдения по программе «Служба Солнца» в КрАО, ГАО, ИЗМИРАН, ШАО, УрАО, ИМИС, УсАО, выявлены временные изменения средних значений центральной напряженности поля с циклом активности. Полученные результаты, подтвержденные независимыми данными, не свидетельствуют в пользу заключения Ливингстона (EOS, V.90, No 30, 2009) о резком вековом уменьшении величин пятенного магнитного поля с начала 90-х гг. прошлого века.

ПЗС ФОТОМЕТРИЯ И ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЧЕТЫРЕХ РАССЕЯННЫХ СКОПЛЕНИЙ

Наблюдения четырех рассеянных скоплений — IC 2714, NGC 4052, NGC 5316, NGC 5715 — были проведены с ПЗС-камерой телескопа Swope 1.0 м обсерватории Лас Кампанас (Чили). ПЗС-матрица имеет 2048×3150 пикселей (15 мкм), масштаб $0.435''/\text{пиксел}$, поле $14.8 \times 22.8'$. Наблюдения проводились 8–10 мая 2010 г. с фильтрами U, B, V, I . Размер изображений составлял 1.2 – $1.5''$. Использовались экспозиции 10, 180 и 1500 с в фильтре U , 5, 180 и 1200 с в фильтре B , 3, 90 и 900 с в фильтрах V и I .

Были построены карты поверхностной плотности, показавшие сложную структуру с несколькими максимумами плотности (за исключением, возможно, NGC 5715).

Для изучения структуры скоплений на больших расстояниях от центра ($60 \times 60'$) были использованы данные каталога точечных источников 2MASS. С целью уменьшения влияния крупномасштабных флуктуаций плотности в каждой площадке был проведен отбор звезд по диаграммам $J, J-H$; на них накладывался набор изохрон, при этом использовались предварительные данные о модулях расстояния и избытках цвета, полученные по диаграммам $V, B-V$. Отбирались звезды, расположенные в коридоре шириной примерно 0.5 по $J-H$. Эти карты в целом согласуются с картами, полученными по оптическим данным, и также показывают сложную структуру исследуемых областей.

В дальнейшем предполагается использовать карты плотности для отбора звезд и построения диаграмм цвет-величина скоплений для уточнения их основных характеристик. Предполагается также проведение звездных подсчетов в широких окрестностях скоплений (по каталогу 2MASS) для определения их размеров и количества звезд.

К. И. Смирнова¹, А. В. Моисеев²

¹Уральский государственный университет,

²Специальная астрофизическая обсерватория РАН

НОВЫЕ КАНДИДАТЫ В ГАЛАКТИКИ С ПОЛЯРНЫМИ КОЛЬЦАМИ

В галактиках с полярными кольцами (ГПК) одновременно наблюдается вращение относительно двух осей: ее центральный звездный диск относительно своей видимой малой оси, а в почти перпендикулярной к нему плоскости вращается протяженная звездно-газовая структура, называемая полярным кольцом. По современным представлениям, такие объекты могли образоваться в результате аккреции вещества с галактики-спутника или из газового филамента межгалактической среды, либо же в результате центрального столкновения двух перпендикулярно ориентированных дисковых галактик. Поскольку в образовавшейся системе можно изучать вращение сразу в двух плоскостях, то эти галактики являются удобным объектом для исследования темного гало.

На текущий момент известно около 160 кандидатов в ГПК (Whitmore, 1990), и из них только в 25 случаях подтверждено существование кинематически выделенных полярных компонент. Целью представленной работы является расширение списка кандидатов в ГПК. При составлении списка мы использовали данные каталога SDSS и информацию, полученную в рамках проекта Galaxy Zoo.

Наш список содержит 72 галактики, разделенные на два типа: А — уверенные кандидаты в ГПК (40 галактик), В — менее вероятные кандидаты и связанные с ними объекты (32 галактики). Таким образом, нам удалось значительно увеличить число наиболее вероятных кандидатов (с 27 до 67) и расширить список галактик с удобной для наблюдений пространственной ориентацией внешнего полярного кольца. Первые спектральные наблюдения кандидатов из нового списка, проведенные на 6-м телескопе САО РАН, показали довольно высокую эффективность отбора объектов. Из наблюдавшихся шести галактик, в пяти случаях подтверждено существование полярного кольца и только один объект (А38) оказался проекцией двух галактик.

А. В. Уханева
Уральский государственный университет

ПОСТРОЕНИЕ РЕЛЬЕФА МЕСТНОСТИ: СОВРЕМЕННЫЙ ПОДХОД К АВТОМАТИЗАЦИИ ПРОЦЕССА

Представлен новый метод создания рельефа местности на базе современного высокотехнологичного оборудования и высокоточного программного обеспечения, позволяющих в короткие сроки получить качественный результат. Комплексное использование аэрофотокамеры UltraCamX, лазерной сканирующей системы ALS-60 и графической среды MicroStation позволяет реализовать современный подход к построению рельефа местности. Актуальность рассмотренного способа доказывается незначительным временем, затраченным на построение рельефа, и высоким качеством получаемого материала.

Практически подтверждено соответствие рассматриваемого метода требованиям инструкции [1] на примере объекта г. Березники.

Список литературы

1. Instructions for photogrammetric work in creating digital topographic maps and plans. — М.: TSNIIGAiK, 2002. — Vol. 100.

С. А. Хайбрахманов, А. Е. Дудоров
Челябинский государственный университет

ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ ИОНИЗАЦИИ НА СТРУКТУРУ «МЕРТВЫХ ЗОН» В АККРЕЦИОННЫХ ДИСКАХ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД

Исследуются области низкой степени ионизации (так называемые «мертвые зоны») в аккреционных дисках молодых звезд. Для этого используется $(1 + 1)D$ стационарная магнитогазодинамическая модель аккреционного диска, основанная на стандартной модели Шакуры и Сюняева.

Определяются размеры «мертвой зоны» и масса вещества внутри нее в зависимости от интенсивности космических лучей, рентгеновского и ультрафиолетового излучения от вспышек в магнитосфере звезды, остаточной радиоактивности. Для определения границ «мертвой зоны» используются различные критерии, отражающие условия затухания магниторотационной неустойчивости. Размеры «мертвых зон» существенно зависят от выбора критерия. Радиальная протяженность может лежать в диапазоне от нескольких до нескольких сотен астрономических единиц. Толщина «мертвой зоны» может превышать шкалу высот аккреционного диска, что говорит о том, что магниторотационную неустойчивость нельзя рассматривать в качестве основного механизма генерации турбулентности в аккреционных дисках молодых звезд.

Семинар
«Перенос излучения и спектры объектов
межзвездной среды»



Clare Victor Dwiggins, 1903

ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ И СПЕКТРЫ ОБЪЕКТОВ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ СОПУТСТВУЮЩИЙ НАУЧНЫЙ СЕМИНАР

Организаторы

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

УРАЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
Кафедра астрономии и геодезии
Астрономическая обсерватория

ВОЛГОГРАДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ЮЖНЫЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

31 января — 4 февраля 2011 г.

Екатеринбург, Россия

Организационный комитет:

А. М. Соболев (председатель, Астрономическая обсерватория Уральского государственного университета), Ю. А. Щекинов (Южный федеральный университет), К. М. Фирсов (Волгоградский государственный университет), И. Г. Коваленко (Волгоградский государственный университет), Н. В. Воцинников (Санкт-Петербургский государственный университет), И. И. Зинченко (Институт прикладной физики РАН), П. Е. Захарова (Астрономическая обсерватория Уральского государственного университета), Э. Д. Кузнецов (Уральский государственный университет).

Финансовая поддержка

Российский фонд фундаментальных исследований
Уральский государственный университет им. А. М. Горького
Волгоградский государственный университет
Южный федеральный университет

Программа семинара «Перенос излучения и спектры объектов межзвездной среды»

Место проведения — Астрономическая обсерватория Уральского государственного университета.

4 февраля, пятница, ауд. 10, 10⁰⁰—13⁰⁰

Председатель Борис Михайлович Шустов, д-р физ.-мат.

наук, член-корр. РАН

11.30—12.00 Андрей Михайлович Соболев (УрГУ)

Перенос излучения молекул в межзвездных облаках для чайников и профессионалов: случай радиолиний молекул.

12.00—12.30 Николай Васильевич Вошинников (СПбГУ)

Межзвездная пыль: наблюдения, интерпретация, проблемы.

12.30—13.00 Павлюченков Ярослав Николаевич (ИНАСАН), А. Г. Жилкин (ИНАСАН)

Моделирование тепловой структуры при гидродинамических расчетах эволюции протозвездного облака.

13.00—14.30 О Б Е Д

Председатель Андрей Михайлович Соболев, канд. физ.-мат. наук, с. н. с.

14.30—15.00 Юрий Андреевич Щекинов (ЮФУ)

Молекулярный водород в межзвездной среде.

15.00—15.15 Евгений Олегович Васильев (ЮФУ)

Химико-динамические коды в действии: влияние ионизирующего излучения на свойства астрофизической плазмы.

15.15—15.30 Paul Andrew Boley (MPIA, Германия)

Физические процессы в областях ионизованного водорода: Теория и практика.

15.30—15.45 Сергей Юрьевич Парфёнов (УрГУ)

Расчет физических условий в областях НП с помощью программного кода Cloudy.

15.45—16.15 Илья Геннадьевич Коваленко (ВолГУ)

Гидродинамика многофазной турбулентной межзвездной среды.

16.15—16.30 Елена Владимировна Жукова, Коваленко И. Г. (ВолГУ)

Модель оптически плотного конвективно-неустойчивого облака.

16.30—16.45 Алексей Валерьевич Алакоз, С. В. Каленский (АКЦ ФИ РАН), L. E. Johansson, A. Winnberg (OSO, Швеция)

Оценка параметров молекулярных облаков методом вращательных диаграмм.

16.30—16.45 П Е Р Е Р Ы В

Председатель Михаил Евгеньевич Прохоров, д-р физ.-мат. наук

17.00—17.30 Константин Михайлович Фирсов (ВолГУ)

Распределенная информационно-вычислительная система «Атмосферная радиация».

17.30—17.45 Дмитрий Антонович Ладейщиков, А. М. Соболев, А. Б. Островский (УрГУ)

Использование интернет-технологий для оперативного доступа к астрономической информации.

17.45—18.00 Светлана Викторовна Салий, И. П. Клементьев (УрГУ)

On-line версия процедуры оценки физических параметров областей звездообразования по квазитепловым линиям метанола.

5 февраля, суббота, ауд. 10

11.00—13.00 Круглый стол по вопросам интернет-проекта «Перенос излучения и спектры объектов межзвездной среды».

04 февраля, пятница, холл, 10⁰⁰—11³⁰

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ СЕМИНАРА

Председатель Андрей Михайлович Соболев, канд. физ.-мат. наук, с. н. с.

1. **Калинина Н. Д., Соболев А. М.** (АО УрГУ)

Оценки физических условий в молекулярном ядре W3(OH).

2. **Кирсанова М. С., Вибе Д. З.** (ИНАСАН), **Соболев А. М.** (АО УрГУ), **Henkel C.** (MPIfR), **Цивилев А. П.** (ПРАО ФИАН)

Физические параметры газа и пыли в областях звездообразования S235 и S235AB.

3. **Островский А. Б.** (УрГУ), **Соболев А. М.** (АО УрГУ), **Воронков М. А.** (ATNF CSIRO)

Моделирование мазеров метанола в G331.132-0.24.

4. **Павлюченков Я. Н., Вибе Д. З.** (ИНАСАН)

Спектральная диагностика протозвездных облаков в ИК диапазоне.

5. **Парфёнов С. Ю.** (УрГУ), **Соболев А. М.** (АО УрГУ), **Кирсанова М. С.** (ИНАСАН), **Boley P. A.** (MPIA)

Определение электронной температуры в зоне ОП области НП по линиям оптического диапазона.

6. **Соболев А. М.** (АО УрГУ), **Воронков М. А., Green J. A.** (ATNF CSIRO), **Zapata L., Menten K. M.** (MPIfR), **Henning T.** (MPIA)

Метанольный мазер в кольце вокруг молодой двойной звезды.

ИНФОРМАЦИЯ О СЕМИНАРЕ «ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ И СПЕКТРЫ ОБЪЕКТОВ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ»

Значительная часть работ в области физики космоса направлена на исследования физики межзвездной среды (МЗС). Насущной задачей физики МЗС является изучение областей образования и разрушения звезд, в которых происходят процессы взаимодействия молодых звездных объектов, звезд и выбрасываемого из них вещества с окружающей средой, где формируются и гибнут внесолнечные планетные системы. Основной метод изучения — получение, анализ и моделирование спектральных данных от объектов и их окружения, что требует исследования процессов переноса излучения в характерных условиях межзвездной среды и областей звездообразования в различных спектральных диапазонах.

МЗС имеет сложную структуру. Эта область пространства Галактики (вне звездных атмосфер) заполнена газом, пылью, космическими лучами, магнитными полями и полем излучения. Объектами межзвездной среды являются облака молекулярного газа, атомарного газа, зоны НП вокруг массивных звезд, околосредные диски, истечения из звезд, остатки сверхновых, области НП, корональный газ и межоблачная среда (два последних компонента занимают 0.8—0.9 от объема Галактики). Чрезвычайно важным является то, что эти компоненты активно взаимодействуют друг с другом. Без учета этого факта невозможно построение адекватных моделей Галактики и ее составляющих.

В России активно действуют группы, занимающиеся исследованиями МЗС в Галактике как в области теории (ЮФУ, ВолГУ, ИНАСАН, УрГУ, ЧелГУ и др.), так и в области наблюдений и интерпретации (ИПФ РАН, АКЦ ФИАН, УрГУ, ИНАСАН, ГАИШ МГУ и ПРАО АКЦ ФИ РАН и др.). К исследованиям широко привлекаются студенты и аспиранты.

Для увеличения эффективности исследований назрела насущная необходимость создания интернет-проекта, посвященного проблемам переноса излучения в межзвездных объектах, информирующего о потребностях и возможностях исследователей в данной области. Такой проект позволит объединить усилия и опыт исследователей и информировать российское и мировое сообщество о российских достижениях в данном разделе астрофизики.

Семинар включает в себя:

- обзорные лекции признанных специалистов, посвященные проблемам моделирования МЗС, в которых сформулированы настоящие задачи, связанные с переносом излучения;
- обзорные лекции признанных специалистов, описывающие возможности решения задач переноса излучения и соответствующие методы;
- обзорные лекции создателей активно действующих сайтов, связанных с переносом излучения в земной атмосфере;
- доклады (в основном стендовые) молодых ученых, аспирантов и студентов, активно участвующих в моделировании МЗС и создании соответствующих сайтов;
- дискуссию, посвященную обсуждению концепции и реализации интернет-проекта, посвященного переносу излучения и спектрам объектов межзвездной среды.

Обзорные лекции семинара

Н. В. Воцинников

Санкт-Петербургский государственный университет

МЕЖЗВЕЗДНАЯ ПЫЛЬ: НАБЛЮДЕНИЯ, ИНТЕРПРЕТАЦИЯ, ПРОБЛЕМЫ

Пылевые частицы поглощают и рассеивают излучение различных космических объектов. Это приводит к таким явлениям, как межзвездное поглощение, межзвездная линейная и круговая поляризация, появлению дополнительного излучения вследствие рассеяния света. Помимо этого, пылинки перерабатывают коротковолновое излучение в более длинноволновое, что проявляется в форме инфракрасных (ИК) избытков, наблюдаемых в различных галактических и внегалактических объектах. ИК часть спектра электромагнитного излучения охватывает диапазон длин волн $\lambda \approx 1\text{--}1\,000$ мкм. Ее разделяют на ближнюю, среднюю и далекую ИК области и субмиллиметровое излучение. В докладе обсуждается современное состояние проблем, связанных с интерпретацией различных проявлений межзвездной пыли.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВОЙ СТРУКТУРЫ ПРИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ РАСЧЕТАХ ЭВОЛЮЦИИ ПРОТОЗВЕЗДНОГО ОБЛАКА

Благодаря усилиям как наблюдателей, так и теоретиков, теория образования звезд к настоящему времени успешно развивается. С помощью численных моделей изучена роль различных физических процессов и факторов, определяющих картину образования маломассивных звезд, в частности, исследована роль вращения, магнитного поля и турбулентности. Однако, многие важные составляющие теории формирования звезд до сих пор не разработаны. Эволюция протозвездного облака ведет к формированию компактного протозвездного ядра и образованию аккреционного диска вокруг него. Эта стадия является принципиальным и до конца неизученным этапом на пути образования будущей звезды и ее протопланетной системы. С теоретической стороны неизвестны детали формирования самого диска и его взаимодействие с аккрецирующей оболочкой. Кроме того, на этом этапе могут возникать протяженные молекулярные истечения и коллимированные джеты, ответственные за вынос избытка углового момента и проявляющие себя в наблюдениях, но механизмы генерации этих истечений и струй до сих пор определенно не установлены. Плотность вещества в протозвездном ядре и аккреционном диске достигает значений, когда вещество становится непрозрачным к собственному тепловому излучению, в результате чего эволюция этих объектов происходит в существенно-неизотермическом режиме. Для моделирования этих стадий уже невозможно использовать методы расчета тепловой структуры, разработанные для начальных этапов коллапса облака.

С наблюдательной стороны в последнее время применение современных космических телескопов, таких как Spitzer и Herschel, и наземных интерферометров (SMA, PdBI), имеющих высокое угловое и частотное разрешение, позволило более детально изучать как ранние, так и более поздние фазы звездообразования. В частности, обнаружены и детально исследованы протопланетные диски возле молодых звезд, находящиеся на разных эволюционных фазах. Однако, интерпретация наблюдений по-прежнему сложна в связи с тем,

что центральные области протозвездных облаков и протозвезды хорошо экранированы от земного наблюдателя плотной газопылевой оболочкой. Поэтому для анализа наблюдений приходится иметь дело с задачей о генерации и переносе теплового и молекулярного излучения в газопылевой среде.

Мы начали построение нового метода расчета тепловой структуры протозвездного облака, позволяющего моделировать как ранние оптически-тонкие этапы сжатия облака, так и поздние стадии эволюции, где излучение распространяется в диффузионном режиме. В новом подходе учитываются все основные процессы, определяющие температуру пыли и газа. При расчете температуры газа учитываются нагрев космическими лучами, нагрев фотоэлектронами, охлаждение на линиях молекул, а также взаимодействие с пылью. При расчете температуры пыли рассматривается задача о переносе излучения и учитывается взаимодействие с газом. В основе метода расчета температуры пыли лежит двухдиапазонная модель переноса излучения: поле излучения разделяется на ультрафиолетовый (УФ) и инфракрасный (ИК) диапазоны. Для расчета УФ поля используется метод коротких характеристик, тогда как для расчета переноса ИК-излучения используются моментные уравнения переноса. Для решения полученной нелинейной системы дифференциальных уравнений используется абсолютно-устойчивая итерационная неявная схема, являющееся синтезом метода Ньютона и метода переменных направлений. Первоначальное тестирование разработанного метода в одномерном случае показало его устойчивость и высокую точность. В настоящее время мы проводим тестирование метода в двумерном случае и включение его в гидродинамическую схему расчета эволюции облака.

ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ МОЛЕКУЛ В МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКАХ ДЛЯ ЧАЙНИКОВ И ПРОФЕССИОНАЛОВ: СЛУЧАЙ РАДИОЛИНИЙ МОЛЕКУЛ

Информация об излучении молекул чрезвычайно важна для астрофизических исследований, поскольку звезды рождаются в молекулярных облаках. Роль переноса излучения в формировании наблюдаемых параметров линий молекул чрезвычайно велика, поскольку на частотах своих квантовых переходов молекулярное вещество может не только производить собственное излучение, но и поглощать, и многократно усиливать фоновое излучение.

Ситуация облегчается тем, что у радиолиний молекул есть свои профессии: некоторые из них используются просто для регистрации присутствия молекул, но другие пригодны для поиска истечений, плотного вещества, измерения температуры, плотности, других физических и даже химических параметров. Поэтому для решения разных задач может быть рекомендован подбор соответствующих молекулярных радиолиний.

Требования к скрупулезности расчета переноса излучения также зависят от поставленной задачи. При этом эффективно могут использоваться различные приближения. Самым простейшим можно считать «минус первое», то есть когда при анализе параметров линий вообще не используются понятия теории переноса излучения. Следующим, «нулевым» приближением могут считаться расчеты в приближении локального термодинамического равновесия, т. е. когда распределение населенностей уровней энергии молекул (уже довольно сложное понятие) описывается одной температурой. Далее приписывать «номера» приближениям становится практически невозможно, поскольку усложнения, такие как неравновесность распределения населенностей уровней, нелокальный характер возбуждения, зависимость от времени, поляризация излучения, неполное перераспределение по частотам и др. являются очень многогранными и встречаются в различных сочетаниях.

В лекции будут подробно проанализированы наиболее простые приближения, используемые при решении задач переноса излучения в радиолиниях межзвездных молекул, приведены простые рецепты их применения для решения некоторых важных задач. Будет рассмотрен также ряд сложных случаев (то есть когда простейшие приближения не могут применяться) с указанием на возможные методы решения задачи.

Краткие сообщения семинара

P. A. Boley

Max Planck Institute for Astronomy

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ОБЛАСТЯХ ИОНИЗОВАННОГО ВОДОРОДА: ТЕОРИЯ И ПРАКТИКА

Области ионизованного водорода (H II) возникают на разных стадиях эволюции звезд. Компактные, ультракомпактные и гиперкомпактные зоны H II наблюдаются в инфракрасном и радиодиапазонах вокруг глубоко погруженных в родительское вещество молодых звездных объектов. Развитые зоны H II видны в оптическом диапазоне как протяженные эмиссионные туманности вокруг ОВ-звезд, и на конечной стадии жизни менее массивных звезд появляются планетарные туманности. В докладе представлен краткий обзор физических процессов, определяющих излучение зон H II. Рассматриваются их проявления в разных спектральных диапазонах, механизмы возбуждения и излучения, и возможности определения физических условий в реальных зонах H II посредством наблюдений. В заключение приводится ряд нерешенных проблем, которые необходимо учитывать как теоретикам, так и наблюдателям во избежание несчастных случаев (!).

А. В. Алакоз¹, С. В. Каленский¹,
L. E. Johansson², A. Winnberg²

¹Астрокосмический центр
физического института им. П. Н. Лебедева РАН,

²Onsala Space Observatory

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ МЕТОДОМ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ ДИАГРАММ

Звезды большой массы формируются внутри плотных ядер гигантских молекулярных облаков (иногда называемых теплыми молекулярными облаками), имеющих температуры несколько десятков градусов Кельвина, массы от сотен до тысяч солнечных масс и размеры порядка 0.1—3 пк. Поэтому исследование таких облаков является неотъемлемой частью изучения процесса формирования звезд. В постере представлен простой метод оценки физических параметров областей звездообразования по вращательным диаграммам на примере линий метилацетилена и метилцианида. Эти молекулы имеют структуру типа симметричного волчка и являются хорошими «термометрами» для молекулярного облака. В то же время, их излучение доминирует в разных областях облака вследствие различия дипольных моментов и зависимости обилия от температуры. В то время как метилацетилен позволяет получить параметры теплых облаков, метилцианид дает возможность изучать компактные горячие ядра вблизи протозвезд. Обсуждаются ограничения на применимость данного метода.

Е. О. Васильев

Южный федеральный университет

ХИМИКО-ДИНАМИЧЕСКИЕ КОДЫ В ДЕЙСТВИИ: ВЛИЯНИЕ ИОНИЗУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СВОЙСТВА АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ

Обсуждается влияние ионизирующего излучения на свойства межзвездного и межгалактического газа, в частности, ионный и молекулярный состав, скорости охлаждения и нагрева.

Е. В. Жукова, И. Г. Коваленко

Волгоградский государственный университет

МОДЕЛЬ ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНОГО КОНВЕКТИВНО-НЕУСТОЙЧИВОГО ОБЛАКА

Во многих межзвездных облаках наблюдается хорошо развитая сверхзвуковая турбулентность. Причиной турбулентности может служить конвекция, обусловленная инверсным распределением температуры в облаке.

Проведена серия численных 2-мерных расчетов по моделированию конвективных движений в облаке, находящемся изначально в гидростатическом равновесии, включающем в том числе эффекты радиативного давления и переноса излучения. Стационарное состояние среды в облаке определялось условием минимума потока свободной энергии, связанной с излучением, что предполагает равенство скоростей радиационного нагрева и выхолаживания. Полагалось, что радиационный нагрев среды обусловлен поглощением УФ-излучения атомами и молекулами водорода и частицами пыли, а выхолаживание обусловлено главным образом излучением пыли и CO.

Работа выполнена в рамках ФЦП Рособразования, Госконтракт П1248, и гранта РФФИ 08-02-00933а.

© Е. О. Васильев, 2011

© Е. В. Жукова, И. Г. Коваленко, 2011

ON-LINE ВЕРСИЯ ПРОЦЕДУРЫ ОЦЕНКИ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ОБЛАСТЕЙ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ ПО КВАЗИТЕПЛОВЫМ ЛИНИЯМ МЕТАНОЛА

Реализован механизм on-line оценки физических параметров областей образования массивных звезд по квазитепловым линиям метанола. Оценка параметров (кинетической температуры (T_k), плотности водорода (n_{H_2}), удельной лучевой концентрации метанола ($N_{CH_3OH}/\Delta V$), относительного содержания метанола (N_{CH_3OH}/N_{H_2}), протяженности источника по лучу зрения, концентрации водорода и массы источника) производится по базе значений населенностей уровней энергии метанола (CH_3OH) [1]. Диапазон параметров четырехмерной сетки физических параметров, по которым вычислены населенности, характерен для областей образования массивных звезд: $T_k = 10\text{--}220$ К, $n_{H_2} = 3.6 \times 10^3\text{--}10^9$ см⁻³, $N_{CH_3OH}/\Delta V = 10^8\text{--}10^{13}$ см⁻³·с, $N_{CH_3OH}/N_{H_2} = 10^{-9}\text{--}10^{-6}$.

Входные параметры, необходимые для проведения оценки: название объекта, расстояние до объекта, размер диаграммы направленности, угловой размер источника (если известен, иначе размер будет вычисляться), средняя ширина линий (по выбору 1, 5 или 10 км/с), количество анализируемых линий и, для каждой линии, частота, наблюдаемая интенсивность и точность наблюдения. Процесс вычисления занимает ~ 5 мин., результат пользователь получает по электронной почте. On-line оценка физических параметров пока доступна лишь в локальной сети Уральского государственного университета.

Список литературы

1. Салий С. В. Расширенная база значений населенностей уровней метанола // Физика космоса: Тр. 39-й Международ. студ. науч. конф., Екатеринбург, 1–5 февр. 2010 г. — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2010. — С. 247.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНТЕРНЕТ-ТЕХНОЛОГИЙ ДЛЯ ОПЕРАТИВНОГО ДОСТУПА К АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ

В настоящее время интернет-технологии приобретают все большее значение в развитии научных исследований. Жизнь современного научного сотрудника уже немыслима без работы в интернете: часто наблюдения проводятся без участия наблюдателя в режиме online, обмен наблюдательными данными происходит через интернет.

Отличительной особенностью многих интернет-сайтов и всего интернета в целом является малая его организованность. Зачастую люди сталкиваются с огромным массивом информации, из которого очень сложно выделить что-то полезное. Многие интернет-сайты занимаются копированием информации, не разбираясь в ее сути. Зачастую получается так, что количество «текста» является тем критерием, который определяет значимость ресурса. Однако людям в большинстве случаев не нужно много слов для того, чтобы разобраться в какой-то определенной области. В основном людям нужно всего несколько готовых «рецептов», по которым они могут научиться делать то, что им нужно.

С научной информацией дела обстоят особым образом. Чтобы получить достоверную информацию, необходимо изучать научные статьи. Однако научные статьи — это, в основном, работы, нацеленные на полное обоснование достоверности полученных результатов, а не на понимание этих результатов. Поэтому зачастую, чтобы понять простейшие основы каких-либо научных методов, необходимо изучать большое количество статей и книг, которые как-то относятся к интересующей нас области.

С другой стороны, для «понимания» различных новых научных методов существуют конференции и презентации. Преимущества презентаций перед статьями очевидны: компактность, иллюстративность. Однако презентации все-таки предназначены для прослушивания на конференциях, а не для «домашнего просмотра». Это

означает, что очень непросто понять презентацию «с нуля», если не слышать слов, сказанных во время доклада. Это иногда ограничивает область применения презентаций только до тех людей, которые собственно были на этой презентации. Но даже присутствие на докладе не означает, что у людей, прослушавших докладчика, наступает понимание того, что докладчик хочет донести. Это сильно связано со скоростью восприятия. Разным людям нужно разное время, чтобы ознакомиться с новой информацией и принять ее. Однако на докладе слайды меняются для всех одинаково. Это ограничивает понимание тем людям, которые не успевают за докладчиком.

Нижеизложенный подход позволяет использовать все лучшие стороны интернет-технологий для конкретной области научного знания (перенос излучения). Принимая во внимание главное преимущество интернета по сравнению с книгами и статьями — это оперативность публикации новой информации, необходимо понимать, что в интернете очень сложно найти базовые понятия, соответственно, очень сложно разобратся в дальнейших выводах, сделанных в пространстве этих понятий. Поэтому просто необходимо начинать с самых простых вещей.

Среди движков, которые подходят для описания базовых понятий, лучшим для научной информации может стать Wiki. Необходимо понимать, что Wikipedia — это всего лишь один из проектов, которые построены на базе движка Wiki. Успех Wikipedia наглядно доказывает, что данный способ представления информации является очень удобным для восприятия. Один из самых больших недостатков Википедии для научных знаний заключается в том, что ее может править любой желающий. Из-за этого теряется научная достоверность знаний. Зачастую именно из-за этого «Википедия» не является авторитетным источником при цитировании. В нашем проекте мы хотим избавиться от этого недостатка: возможность писать статьи будет только у людей, которые являются специалистами в данной области.

Таким образом, используя интернет-технологии, можно распространять научные знания, которые будут удобны для восприятия «новичкам-профессионалам». То есть людям, которые являются «новичками» в области переноса излучения и профессионалами в других областях. Одним из главных особенностей для нашего подхода является движение от простого к сложному. Вместо того чтобы давать полное теоретическое обоснование какой-либо методики, будет показано, как она работает в некоторых простейших случаях с

конкретными результатами, которые можно сразу же применять на практике. Это позволит любому человеку сразу же понять, стоит ли проходить данный путь, чтобы получить эти результаты, либо стоит искать что-то другое.

Если людям, при желании, нужно будет дополнительное пояснение и более глубокое понимание какой-то проблемы, то с помощью механизма обратной связи мы будем развивать определенные разделы сайта. Что именно развивать — определяем не мы, а посетители сайта, которые интересуются данной тематикой и оставляют свои вопросы и комментарии. Кроме того, на сайте можно будет найти контактную информацию и связаться со специалистами.

РАСЧЕТ ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ В ОБЛАСТЯХ НП С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММНОГО КОДА CLOUDY

В настоящее время существуют различные программные коды для расчета физических условий и излучения от областей НП и других объектов. Одним из таких программных кодов является открытый код Cloudy [1]. Cloudy позволяет вычислять физические параметры газа, который может подсвечиваться внешним источником излучения. В Cloudy подробно и достаточно полно включена атомная физика, однако, расчет динамики газа и переноса излучения реализован приближенными методами. Результаты расчетов с помощью Cloudy практически не отличаются от результатов расчетов с помощью других программных комплексов подобного класса.

В дальнейшем в Cloudy планируется использовать более точные методы расчета переноса излучения и учитывать большее число динамических эффектов. Этому может способствовать открытость программного кода Cloudy и подробная документация, благодаря чему возможно расширение функционала кода Cloudy и его подстройка под конкретную задачу.

Список литературы

1. *Ferland G. J., Korista K. T., Verner D. A. et al. CLOUDY 90: Numerical Simulation of Plasmas and Their Spectra // Publ. Astron. Soc. Pac. — 1998. — Vol. 110. — P. 761–778.*

Стендовые доклады семинара

Н. Д. Калинина, А. М. Соболев
Астрономическая обсерватория УрГУ

ОЦЕНКИ ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ В МОЛЕКУЛЯРНОМ ЯДРЕ W3(OH)

Представлены предварительные результаты обработки спектрального обзора молекулярного ядра W3(OH) в радиодиапазоне. В этом объекте происходят активные процессы образования массивных звезд, присутствует сверхкомпактная область НП, на границе которой расположены мощные гидроксильные и метанольные мазеры.

Спектральное сканирование в направлении W3(OH) с координатами $\alpha_{1950} = 02^h 23^m 17.300^s$, $\delta_{1950} = 61^\circ 38' 58.00''$ в диапазоне частот 84–115.5 ГГц было проведено на радиотелескопе OSO-20M (Онсала, Швеция) в 1999–2002 гг. Физические условия в W3(OH) оценены стандартным методом вращательных диаграмм по линиям молекул SO, CN, OCS, CH₃CN, CH₃CSH и CH₃OH. Полученные значения лучевых концентраций указанных молекул варьируются от 8.9×10^{11} до 6.2×10^{13} см⁻². Вращательные температуры варьируются в широких пределах. Оценки радиальных скоростей по радиолиниям варьируются от -44.2 до -50.7 км/с. При этом отличия в скоростях для линий различных молекул превышают неточности метода наблюдений, что свидетельствует об активных динамических процессах, происходящих в объекте.

Благодарим Л.Е.В. Johansson за наблюдательные данные, С.В. Каленского за предоставленный материал и советы по обработке данных спектрального обзора.

Работа проводилась при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям, государственный контракт N 02.740.11.0247 от 07.07.2009 в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг. и гранта РФФИ 10-02-00589-а.

М. С. Кирсанова¹, Д. З. Вибе¹,
А. М. Соболев²,
С. Henkel³,
А. П. Цивилев⁴

¹Институт астрономии РАН

²Астрономическая обсерватория УрГУ

³Max Planck Institute for Radio Astronomy

⁴Пушчинская радиоастрономическая обсерватория
АКЦ ФИАН

ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ГАЗА И ПЫЛИ В ОБЛАСТЯХ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ S235 и S235AB

Представлены результаты определения физических параметров газа и пыли (температуры, плотности, содержания молекул) на основе наблюдательных данных о линиях аммиака в миллиметровом диапазоне и непрерывном излучении пыли в ИК-диапазоне. Исследованы районы трех молодых погруженных звездных скоплений вблизи зоны НП S235 и компактная область звездообразования S235AB, содержащая две зоны НП и плотное молекулярное ядро между ними. Рассмотрены методы определения физических параметров газа и пыли, а также пределы их применимости. Обсуждаются стадии процесса звездообразования, на которых находятся изучаемые области, а также гипотеза о стимулировании образования звезд расширением зон НП.

Работа поддержана Федеральным агентством по науке и инновациям (г. к. 02.740.11.0247 от 07 июля 2009 г.), а также фондом РФФИ (10-02-00612-а).

А. Б. Островский¹, А. М. Соболев¹,
М. А. Воронков²

¹Уральский государственный университет,
²ATNF CSIRO, Австралия

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАЗЕРОВ МЕТАНОЛА В G331.132–0.24

Мазерные источники на переходах молекулы метанола II класса, ассоциируемые с зонами массивного звездообразования, во многих случаях являются переменными, а некоторые источники — периодические. Природа переменности мазеров метанола как правило неизвестна.

Для источника G331.132–0.24 наблюдения показывают сильную периодическую переменность мазеров на переходах молекулы метанола II класса на частоте 6.7 ГГц с периодом около 510 дней. Важной особенностью источника G331.132–0.24 является обнаружение в нем также и мазеров метанола на частоте 9.9 ГГц. Пространственные положения источников на 6.7 и 9.9 ГГц близки друг к другу в пределах 5". Наблюдения мазеров на 9.9 ГГц на ATCA ATNF CSIRO позволяют предположить наличие периодической переменности на уровне 1σ . Наличие двух одновременно наблюдаемых переменных мазерных линий предоставляет важный материал для анализа условий накачки мазеров и физических условий в области G331.132–0.24.

Нами построены модели накачки мазеров на переходах молекулы метанола на 6.7 и 9.9 ГГц позволяющие оценить физические условия в среде по полученным в наблюдениях соотношениям потоков в этих линиях. Моделирование велось в рамках модели радиативно-радиативной накачки через уровни первого и второго крутильно-возбужденных состояний молекулы метанола. Анализ показывает, что переменность может объясняться изменениями температуры пыли в зоне формирования мазерного источника, которые вызываются переменностью центрального молодого звездного объекта (МЗО). В случае, если мазеры на 6.7 и 9.9 ГГц расположены примерно на одном расстоянии от МЗО, то модели воспроизводят и антикорреляцию потоков излучения в различных линиях.

СПЕКТРАЛЬНАЯ ДИАГНОСТИКА ПРОТОЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ В ИК ДИАПАЗОНЕ

Наблюдения областей образования звезд проводятся во всех диапазонах электромагнитного спектра. Однако наиболее результативным источником информации о ядрах молекулярных (протозвездных) облаков являются их наблюдения в инфракрасном (ИК) и миллиметровом (мм) диапазонах, соответствующих тепловому излучению пыли и излучению примесных молекул. Однако интерпретация ИК и мм-наблюдений сложна, поскольку центральные области протозвездных облаков хорошо экранированы от земного наблюдателя плотной газопылевой оболочкой. Поэтому при анализе наблюдений приходится решать задачу о генерации и переносе теплового и молекулярного излучения в газопылевой среде. Это непростая и ресурсоемкая задача, для решения которой необходимо рассматривать не только пространственную структуру объекта, но и его тепловую, химическую и кинематическую структуру. В большинстве работ анализ наблюдений и определение параметров облаков проводится с использованием целого ряда простых предположений, например, об однородной тепловой и химической структуре. Однако эти предположения являются критическими и по сути определяют, какими будут другие параметры. Нами разработан метод восстановления структуры дозвездных и протозвездных облаков по результатам наблюдений ИК и мм-излучения на основе моделирования переноса излучения. Данный метод позволяет не только воспроизвести распределения интенсивности излучения и получить параметры структуры объекта, но и дает физическое обоснование моделируемого спектра. Разработанный нами программный комплекс был успешно применен для восстановления параметров двух инфракрасных темных облаков IRDC320 и IRDC321. Для этих облаков мы исследуем влияние стохастического нагрева мелких пылинок на спектр излучения, а также представляем результаты моделирования их химической структуры.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ МК–4800.2011.2.

С. Ю. Парфёнов¹, А. М. Соболев¹,
М. С. Кирсанова², Р. А. Boley³

¹Уральский государственный университет,

²Институт астрономии РАН,

³Max Planck Institute for Astronomy, Germany

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ЗОНЕ ОП ОБЛАСТИ НП ПО ЛИНИЯМ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА

Классический метод определения электронной температуры T_e в областях НП основан на измерении отношения интенсивностей запыщенных линий различных ионов. Нашей целью было определить, насколько распределение T_e , полученное классическим методом, отличается от реального распределения T_e в области НП вокруг массивной звезды. Мы выполнили «наблюдения» симулированного объекта, соответствующего динамической модели сферически симметричной туманности вокруг массивной звезды спектрального класса В0. Для расчета эмиссионных линий от модели области НП была использована программа Cloudy. Мы установили, что

- оценки значений средней (по определению Peimbert, 1967) электронной температуры T_e для иона ОП по отношению линий ОП (7320+7330)/3727 не всегда хорошо соответствуют средней T_e в объекте;
- часто используемые оценки средней T_e для иона ОП по отношению линий НП (6548+6584)/5754 не всегда точны и в присутствии температурного градиента отличаются от оценок T_e , полученных по отношению линий ОП.

Работа проводилась при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям, государственный контракт № 02.740.11.0247 от 07.07.2009 в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009—2013 годы.

А. М. Соболев¹, М. А. Воронков², J. A. Green²,
L. Zapata³, K. M. Menten³, T. Henning⁴

¹Уральский государственный университет,

²Australia Telescope National Facility CSIRO, Australia,

³Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Germany,

⁴Max-Planck-Institut für Astronomie, Germany

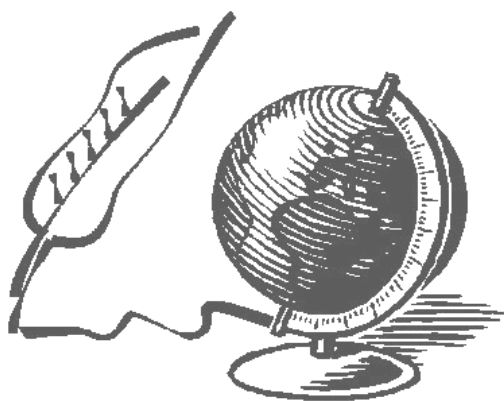
МЕТАНОЛЬНЫЙ МАЗЕР В КОЛЬЦЕ ВОКРУГ МОЛОДОЙ ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ

Радиоинтерферометр MERLIN был использован для определения абсолютного положения мазерного источника в линии метанола на 6.7 ГГц, расположенного в области звездообразования Orion-S6. Наблюдения позволили определить положение мазерного пика с миллисекундной точностью: ($\alpha_{2000} = 05^h 35^m 13.94847 \pm 0.00011^s$, $\delta_{2000} = -05^\circ 24' 09.4408 \pm 0.0037''$).

Сравнение с данными по излучению в радиоконтинууме и квазипепловых линиях показывает, что мазерный источник проектируется на движущуюся к нам часть молекулярного кольца вокруг очень молодой двойной системы 139—409. Это — первое явное свидетельство ассоциации метанольного мазера с двойной звездой. Динамическая масса 139—409 составляет около $9 M_\odot$ и компоненты двойной имеют сравнимые массы. Это означает, что в некоторых случаях метанольные мазеры на 6.7 ГГц могут образоваться вблизи кратных систем звезд промежуточных масс. Присутствие метанольного мазера на 6.7 ГГц в соответствии с теорией накачки метанольных мазеров II класса накладывает строгие ограничения на физические параметры молекулярного вещества в кольце вокруг двойной системы.

Работа проводилась при финансовой поддержке РФФИ (грант 10-02-00589-а).

Из истории науки



ИСТОРИЯ ОТКРЫТИЯ ПЕРВЫХ АСТЕРОИДОВ

Введение

История открытия Цереры, а также последующих трех астероидов, состоит из нескольких отдельных историй, которые не вытекают друг из друга, но тесным образом переплетаются. Данная статья представляет историю обсерватории в Гота (Германия), связанная с ее первым директором бароном Францем фон Цахом, а также непосредственно историю Палермской обсерватории и открывателя Цереры Джузеппе Пиацци.

Наше повествование можно начать с момента, когда Уильям Гершель 13 марта 1781 г. в свой 40-футовый увидел среди звезд диск новой планеты, которой впоследствии дал имя Уран. Большая полуось орбиты седьмой планеты Солнечной системы удивительным образом совпала со значением, предсказанным правилом Тициуса—Боде [1]:

$$R_i = 0.4 + 0.3 * 2^i,$$

где $i = -\infty, 0, 1, 2, 3, \dots$

Согласно правилу, Уран получил номер 6 (см. табл.1).

Еще до появления этого правила высказывались предположения, например, Кеплером, что в большом промежутке между орбитами Марса и Юпитера должна быть планета [2]. Открытие Урана подтвердила правоту правила Тициуса—Боде, в которой тоже есть явный намек на пропущенную планету под номером 3. Именно с этого момента предположения о возможности существования планеты в этой части Солнечной системы превратились в уверенность, и многие европейские ученые занялись поиском таинственной планеты.

Таблица 1. Правило Тициуса—Боде

Планета	i	Радиус орбиты (а. е.)	
		по правилу	фактический
Меркурий	$-\infty$	0.4	0.39
Венера	0	0.7	0.72
Земля	1	1.0	1.00
Марс	2	1.6	1.52
?	3	2.8	?
Юпитер	4	5.2	5.20
Сатурн	5	10.0	9.54
Уран	6	19.6	19.22

Обсерватория в Готе и ее первый директор барон фон Цах

Поиском ненайденной планеты озадачился и герцог Эрнст II. С этой целью на окраине столицы своего герцогства Саксен-Гота-Альтенбург города Гота на горе Зееберг он решил построить обсерваторию. В качестве директора знакомые астрономы посоветовали пригласить барона Франца фон Цаха, австрияка, уроженца Пешта [3].

В 1786 г. фон Цах был назначен директором обсерватории, постройка которой завершилась в 1791 г. Кипучая деятельность директора и его неуемная энергия привели к тому, что очень скоро обсерватория в Готе стала одним из центров европейской астрономической науки.

В 1798 г. фон Цах стал выпускать журнал «*Allgemeine Geographische Ephemeriden*» (4 тома, 1798—1799 гг.), который с 1800 г. был заменен журналом «*Monatliche Correspondenz zur Beforderung der Erd- und Himmels-Kunde*» («Ежемесячная корреспонденция для содействия географии и астрономии»). Одной из целей издания журнала состояла в публикации всех сведений, которые в какой-нибудь мере касались поиска планеты между орбитами Марса и Юпитера. На страницах журнала, который выходил раз в полгода, фон Цах размещал переписку астрономов, их наблюдения, вычислительные результаты и так далее. Он надеялся, что этим он ускорит обнаружение искомой планеты. Как раз в этом журнале и публиковалась информация о Церере.

Журнал издавался и после того, как в 1807 г. фон Цах оставил свой пост директора обсерватории. Дело в том, что в 1804 г.

умер покровитель барона — герцог Эрнст II. У вдовы герцога Шарлоты не заладились отношения с наследником, ее сыном Августом. В 1806 г. она вынуждена была навсегда покинуть Готу и забрала с собой фон Цаха. Сначала она уехала в Марсель, а затем переехала в Геную, где и закончила свой земной путь.

Даже там, на чужбине, барон не оставлял любимого занятия — астрономии. В Марселе он помог построить в пригороде обсерваторию, а в Генуе с 1818 по 1826 гг. издавал свой третий журнал — «*Correspondance astronomique, géographique, hydrographique, et statistique*». Всего вышло 15 томов этого журнала, после чего под давлением ордена иезуитов он был закрыт. После смерти герцогини в 1826 г. фон Цах покинул Геную и закончил свои дни в 1832 г. в Париже.

Журнал «*Monatliche Correspondenz*» с 1807 до 1813 гг. уже выходил под редакцией Б. фон Линденау — ученика и преемника фон Цаха на посту директора обсерватории Гота. Но после ухода фон Цаха с поста директора обсерватория вскоре потеряла статус центра астрономической науки в Европе. Более того, здание обсерватории начало разрушаться. Песчаник, из которого были сделаны стены обсерватории, не способен долго противостоять воздействию штормов. В 1810 г. во избежание разрушения были разобраны наблюдательная башня и часть корпусов.

В 1857 г. директор Ханзен открыл новую обсерваторию в Готе на Ягерштрассе. Для переделки жилого дома под обсерваторию он использовал материалы разобранного меридианного зала старой обсерватории на горе Зееберг. Оставшийся жилой корпус бывшей обсерватории был передан под ресторан. В 1901 г. после пожара ресторан был перестроен, и под названием «*Alte Sternwarte*» (Старая обсерватория) существует и поныне. А ведь когда-то на это место стекалась вся информация о первых астероидах. Возле здания ресторана благодарные потомки установили памятник в честь герцога Эрнста II и первого директора обсерватории барона фон Цаха.

За более чем свою столетнюю историю обсерватория так и не смогла достичь той известности, которая была при ее первом директоре. Возможности для развития были весьма скромные. В 1934 г. обсерватория Ханзена на Ягерштрассе была закрыта, и здание передано под жилой дом. В 1945 г. здание было разрушено в результате налета авиации союзников, но после восстановлено. Сейчас оно является одним из достопримечательностей Готы.

Лилиентальское общество и «небесная полиция»

В 1796 г. на одном из собраний ученых в обсерватории на горе Зееберг, барон фон Цах обсудил с уже авторитетным в том время ученым Жеромом де Лаландом проблемы в поиске планеты между орбитами Марса и Юпитера — уже очень неэффективно рыскать по небу одним телескопом. В ответ Лаланд предложил идею создания «небесной полиции» (Himmels Polizei), которая должна была заняться поиском потерянной планеты [4].

Суть идеи заключалась в том, что небесная сфера в полосе $\pm 7^\circ$ от эклиптики разбивалась на 24 части (по 15°), которые распределялись между 24 опытными наблюдателями, рассеянными по всей Европе. Каждый наблюдатель на своем участке неба должен был тщательно искать среди звезд предполагаемую планету.

Идея была хорошей, но до ее воплощения прошло четыре года. Лишь 20 августа 1800 г. в пригороде Бремена — Лилиентале собрались шесть астрономов из Бремена, Лилиентала, Целле и Готы: барон Ф. фон Цах, Й. Шретер, В. Ольберс, К. Хардинг, барон Ф. фон Энде, Й. Гилдемайстер. Результатом совещания было создание «Лилиентальского общества» (Vereinigte Astronomische Gesellschaft), цель которой состоял в координации наблюдений астрономов Европы в поиске планеты. Ими был составлен список 24 наблюдателей, в который вошли они вшестером, а также такие известные астрономы как Й. Боде, У. Гершель, К. Мессье, Ф. Шуберт из Санкт-Петербурга и др. В списке были и два друга-итальянца — Барнаба Ориани и Джузеппе Пиацци. Председателем общества был выбран Шретер, а секретарем — фон Цах. Астрономам, не присутствовавшим на совещании, были высланы письменные приглашения в «Небесную полицию».

Однако в то время в Европе шли наполеоновские войны, и частые боевые действия, а также пестрая, быстро меняющаяся политическая карта Европы сильно задерживали пересылку писем. Пиацци получил приглашение от Лилиентальского общества в начале в 1801 г., после того, как уже обнаружил планету.

А Лилиентальское общество (Astronomische Gesellschaft), существует и поныне в Геттингене, и целью его, как и заложено основателями в 1800 г., является «продвижение науки, путем поддержки программ, требующих систематическую координацию между многими людьми».

Джузеппе Пиацци и обсерватория в Палермо

Джузеппе Пиацци родился в 1746 г. в Понте-ди-Вальтеллина, что на севере Италии. Учился в Турине. Затем в 1768—1770 гг. обучался математике, философии и богословию в Доме Театинов в Риме. В 19 лет стал монахом ордена. Там же он познакомился с Барнаба Ориани, с которым он дружил всю оставшуюся жизнь.

В июле 1770 г. Пиацци стал руководителем факультета математики в университете Мальты. С декабря 1773 г. по начало 1779 г. лектор по философии и математике в колледже Нобили в Равенне.

После короткого периода, проведенного в Кремоне и Риме, в марте 1781 г. переехал в Палермо в качестве лектора математики в местный университет. 18 января 1787 г. стал там профессором астрономии. В это время ему пришла идея о создании в Палермо обсерватории.

Месторасположение обсерватории было бы выгодным — она стала бы самой южной в Европе, и в отличие от других европейских обсерваторий для наблюдений была бы доступна большая часть неба южного полушария. Однако уговорить Фердинанда, короля Неаполя и Сицилии, выделить необходимые средства на постройку обсерватории оказалось делом не легким. Не сразу, но Фердинанд согласился дать необходимую сумму.

С 13 марта 1787 по конец 1789 г. Пиацци провел за границей, где познакомился с известными французскими и английскими астрономами. Из Англии самый современный в то время инструмент — азимутальный круг Джесса Рамсдена. Наконец, в Пизанской башне Нормандского дворца в Палермо в 1790 г. обсерваторию была построена [5].

С помощью азимутального круга Пиацци составил каталог 7646 звезд с большой точностью. В данное время инструмент, с помощью которого была открыта Церера, хранится в музее, основанного на месте обсерватории.

В 1817 г. по распоряжению Фердинанда построил обсерваторию Каподимонте в Неаполе, и был назначен генеральным директором обсерваторий королевства Обеих Сицилий.

Похоронен Пиацци в пантеоне храма Сан-Доменико в Палермо.

Открытие Цереры

1 января 1801 г. Пиацци в процессе составления каталога звезд занимался отслеживанием 87-й звезды в созвездии Тельца из каталога Лакайля (La Caille). Примерно в 9 ч. вечера он заметил маленькую звездочку, 7-й звездной величины, которая которой в его каталоге, ни в каталоге Майера не было. Он решил проследить за ней [6].

На следующий день этой звездочки на месте не оказалась, она сместилась на $4'$ по прямому восхождению и на $3.5'$ по склонению. Третий день наблюдений показал, что ошибки нет — звезда движется. С 5 по 9 января была плохая погода, наблюдения были невозможны. 10 января Пиацци обнаружил поблизости 5 звезд примерно одинакового блеска. Проследив траекторию с 1 января, он обнаружил «беглянку».

Почти две недели движение было попятным, но 12 января произошло стояние, и звезда перешла на прямое движение. Такое перемещение по небу характерно для планет. Но не было видно ни диска, если это планета, ни комы, если это комета. Это сильно озадачило Пиацци, и он решил осторожно написать о своем открытии.

24 января Пиацци написал об открытии странной звезды и привел наблюдения в письмах к Ориани (дошло 5 апреля) и Боде (дошло 20 марта). 13 февраля Пиацци заболел, и наблюдения прекратились. За 6 недель наблюдений объект сместился на 4° и остался неизменным.

По-видимому, первым, кто узнал об открытии, был Лаланд. 27 февраля он прочитал маленькую заметку в «*Journal de Paris*» об открытии странной кометы, которую опубликовал Пиацци. На просьбу Лаланда, Пиацци 11 апреля послал ему наблюдения, которые он получил 1 мая. По цепочке наблюдения странной звезды получили Й. Буркхардт, Ольберс и др.

Боде был первым, кто подумал о том, что эта «комета», может быть искомой планетой, и 27 марта дал объявление в Прусской академии наук. Сообщил об этом открытии и фон Цаху, который Цах в июне опубликовал в «*Monatliche Correspondenz*» элементы круговой и эллиптической орбиты, вычисленные Буркхартом.

Многие астрономы поверили, что искомая планета найдена. Но как ее обнаружить на небе спустя много недель после наблюдений? Ее никто не мог найти — элементы орбиты были неточные. Лаланд первым высказал подозрение, что Пиацци нарочно дал неточные наблюдения, чтобы другие астрономы не могли найти его звезду. По-

степенно Лаланда поддерживали и другие астрономы, а кое-кто стал сомневаться в реальности открытия, сделанного Пиацци.

У Пиацци были причины так поступить. Во-первых, к тому времени покровители Пиацци в Палермо отвернулись от него, и судьба его обсерватории висела на волоске. Любая ошибка, вынесенная на публику, могла привести к закрытию обсерватории и разрушению всех надежд итальянского астронома. Во-вторых, планету между орбитами Марса и Юпитера жаждали открыть многие европейские астрономы. Точные наблюдения могли легко быть перехвачены каким-нибудь нечестным ученым, и с их помощью тот мог бы обнаружить планету и выдать собственные наблюдения. К слову, ненайденной еще планете уже давали имена. Например, Боде называл искомую планету «Юноной», фон Цах с герцогом Эрнстом II — «Герой».

Ориани в письме от 25 июля сообщил об этом Пиацци. В ответном письме от 25 августа Пиацци написал, что назвал свою звезду как «Церера Фердинандова» (Cerere Ferdinandea). По-видимому, 25 августа 1801 г. — первое письменное упоминание имени Церера.

Лишь когда шумиха вокруг открытия достигла апогея, и приоритет Пиацци стал неоспорим, итальянец решил передать фон Цаху все 22 точных наблюдения, полученные за 41 день, которые барон опубликовал в *«Monatliche Correspondenz»* в сентябре [2].

Однако оставалась еще одна сложность — как построить точную орбиту по трем наблюдениям, полученным на короткой дуге. Тогда умели определять лишь круговую орбиту, и существовал метод определения параболических орбит, разработанный Ольберсом.

Известный метод Гаусса, его математический аппарат, опубликован в 1809 г. А тогда, в сентябре 1801 г., Гаусс решил эту задачу геометрически, причем за один вечер [7]. Используя 5 комбинаций из трех наблюдений, Гаусс получил 5 вариантов орбиты Цереры, как оказалось впоследствии, достаточно точных.

7 декабря фон Цах, используя результаты Гаусса, впервые увидел Цереру, но не был в этом уверен. В последующие ночи он не смог наблюдать — испортилась погода. Лишь 31 декабря он смог снова ее обнаружить. 1 января 1802 г. Ольберс также увидел Цереру. Открытие Пиацци подтверждено! В дальнейшем и другие астрономы тоже смогли наблюдать Цереру [6].

Имя, предложенное Пиацци, было одобрено астрономическим обществом, однако, было принято только первое слово. Например, в письме к Ориани от 25 февраля 1802 г. фон Цах написал: «... я про-

должу называть ее Церерой, но я прошу Пиацци отбросить «Фердинандова», потому что оно великовато».

Открытие Паллады, Юноны и Весты

28 марта 1802 г. Ольберс наблюдал слабые звезды в крыле созвездия Девы, чтобы он мог легко определить относительно их позиции Цереры. Неожиданно он обнаружил звезду 7-й величины, которой не было во время его наблюдений этой части неба в январе. Через два часа наблюдений он обнаружил, что звезда сместилась в своем положении на небе.

Через два дня, Ольберс был уверен, что это новая планета. Он назвал ее Палладой. Фон Цах, получив от Ольберса данные, подтвердил открытие наблюдениями 4 апреля. Хотя вторым, кто увидел Палладу, был Шретер еще 30 марта. Вскоре и многие другие астрономы тоже ее наблюдали.

Паллада удивила астрономов большим наклоном своей орбиты, более 10° . Ольберс первым высказал предположение, что эти две планеты — обломки другой, более крупной. И должны быть еще открытия, что вскоре и подтвердилось. Из письма фон Цаха Пиацци от 8 апреля 1802 г.: «... благодаря Вам, мы сделали все эти открытия, без Вашей Цереры не было бы Паллады. Без Паллады нет будущих открытий любого из нас. Это новая область!» [6].

После открытия Паллады Уильям Гершель предложил называть новые объекты как «астероиды». Но это название закрепилось лишь в середине XIX в.

Наблюдая небо в окрестности созвездий Девы и Кита, где пересекаются орбиты Цереры и Паллады, 1 сентября 1804 г. Хардинг, ученик и ассистент Шретера, открыл третий астероид. Наконец имя «Юнона» получила свою планету.

29 марта 1807 г. Ольберс, наблюдая окрестности неба, где были обнаружены Церера, Паллада и Юнона, открыл четвертый, и свой второй, астероид. Гаусс дал имя четвертому астероиду — Веста.

Заключение

Трудно сказать, что было бы, если письмо от Лилиентальского общества к Пиацци пришло бы до 1 января 1801 г. Если бы итальянский астроном взялся бы сразу искать планету, вполне вероятно, что ее бы нашел кто-то другой в другое время, и необязательно Цереру.

К тому же наклон орбиты первого астероида более 10° , и Церера во время ее поисков, вполне могла находиться вне поисковой зоны в $\pm 7^\circ$ по эклиптической широте.

Может показаться, что Гершель открыл Уран случайно, и Пиацци обнаружил Цереру тоже случайно. Однако развитие оптических средств и все возрастающая интенсивность наблюдений рано или поздно привели бы к этим открытиям. Случайность заключается лишь в мелочах. Тот же фон Цах, например, вполне мог первым открыть свою «Геру». К слову, впоследствии обнаружилось, что Цереру фиксировали в наблюдениях задолго до Пиацци, но не придавали значение слабой звездочке. Однако именно Пиацци довел свои наблюдения до логического конца, и случайность, произошедшая вечером 1 января 1801 г. превратилась в целое направление в исследованиях Солнечной системы.

Список литературы

1. *Ньетто М. М.* Закон Тициуса-Боде: история и теория. — М.: Мир, 1976.
2. *Dorsey T.* The Astronomical Heritage of Scientific Method. The Case of the Discovery of the Orbit of Ceres. — <http://wlym.com/~animations/ceres/InterimII/Astronomy/AstronomyIntroII.html>.
3. *Varga M.* Franz Xaver von Zach (1754–1832): His Life and Times. No. 5. — Budapest: Konkoly Obs. Monographs, 2005.
4. *Wolfschmidt, Gudrun.* Internationality from the VAG (1800) to the Astronomische Gesellschaft // Acta Historica Astronomiae. — 2002. — Vol. 14. — P. 182.
5. *Giorgia F. S.* On the History of the Palermo Astronomical Observatory. — <http://www.astropa.unipa.it>.
6. *Cunningham C. J.* Jousting for Celestial Glory. — Canada: Star Lab Press, 2004.
7. *Director B., Tennenbaum J.* How Gauss Determined the Orbit of Ceres. — http://american_almanac.tripod.com/ceres.htm.

АЛЕКСАНДР ЧИЖЕВСКИЙ
О РОЛИ СОЛНЦА В ЖИЗНИ ЧЕЛОВЕЧЕСТВА

*Солнце — одно, а шагает по всем городам,
Солнце — мое. Я его никому не отдам.*

М. Цветаева

Наша Земля — колыбель человечества, как большой космический корабль, летящий в бесконечных просторах космоса. Земля была бы холодной и безжизненной, как окружающее ее пространство, если бы желтый карлик — Солнце каждую секунду не посылало нам тепло своих лучей. В 1921 г. Александр Чижевский — никому неизвестный молодой человек написал стихи:

Жить гению в цепях не надлежит,
Великое равняется свободе
И движется вне граней и орбит
Не подчиняясь людям, ни природе.

Великое без Солнца не цветет
Происходя от солнечных истоков
Живой огонь снопом из груди бьет
Мыслителей, художников, пророков.

Без воздуха и смертному не жить
А гению бывает мало неба:
Он целый мир готов в себе вместить,
Он, сын Земли, причастный к силе Феба.

В. Маяковский, который был знаком с А. Чижевским, советовал ему бросить науку и заняться поэзией: «Из вас вышел бы неплохой поэт, если бы вы меньше увлекались наукой. Поэзия и наука очень ревнивы: они не признают любовниц! И та и другая кровопийцы!». Однако Чижевский не бросил ни науки, ни стихов, ни живописи. Всю свою жизнь он занимался Солнцем и исследованиями солнечно-земных связей.

Чижевский Александр Леонидович — один из величайших ученых XX в. Вслед за Николаем Коперником, Джордано Бруно, Галилео Галилеем его фундаментальные работы окончательно разрушили геоцентризм. Он заявил о небесном статусе жизни, установил,

что все в живой природе на Земле пульсирует в ритме, наведенном космосом. Чижевский является основоположником гелиобиологии, установившим зависимость между циклами активности Солнца и многими явлениями в биосфере.

А. Л. Чижевский родился 26 января (7 февраля) 1897 г. в семье генерал-майора русской армии в посаде Цехановец Гродненской губернии (сейчас Польша). Ранние годы провел в родовом родительском имении Александровке Брянского уезда. Тетя заменила ему рано умершую мать, а бабушка приобщила его к иностранным языкам и рисованию. Чтобы подправить слабое здоровье, его вывозят в Италию и Францию; он много путешествует с близкими, знакомится с культурой Греции и Египта, в семь лет берет уроки живописи в Парижской академии художеств у одного из учеников Дега. Увлечение естествознанием, особенно астрономией, а также поэзией, живописью, музыкой началось с детства. Тогда-то и были заложены, по словам Чижевского, «основные магистрали» всей его последующей жизни.

Среднее образование он получил в Калуге в частном реальном училище. Огромное влияние на формирование мировоззрения Чижевского оказал К. Э. Циолковский. Чижевский близко с ним познакомился и воспринял многие его философские воззрения. В юности у него были разносторонние интересы: он увлекался астрономией, был художником-акварелистом и поэтом, но настоящим источником вдохновения для него было Солнце. Чижевский добросовестно изучил все книги о Солнце, которые выписал из крупнейших магазинов Москвы и Петрограда и нашел в библиотеке. «Солнцепоклонник!» — так называл он себя сам.

Основным источником, вызвавшим появление и эволюцию органической жизни на Земле, является лучистая энергия Солнца. Однако до Чижевского на зависимость биологических процессов на Земле от активности Солнца не обращали внимание. По его мнению, это объясняется тем, что «В нас глубоко укоренилась привычка считать, что Солнце чрезвычайно удалено от нас ... Однако данный взгляд в корне не верен. Его ошибочность происходит от того, что мы не учитываем одного важнейшего фактора — размера самого светила и связанных с этим размером массы тела и величины излучающей поверхности, т. е. силы притяжения Солнца и силы его радиации ... Разделив число километров, отделяющее Солнце от Земли, на число километров в диаметре светила, мы получим число 107. Следовательно Земля удалена от Солнца только на сто семь солнечных

диаметров» [1]. Фактически Земля находится в пределах солнечной атмосферы, так как солнечный ветер — это продолжение солнечной короны. Следовательно, заключает Чижевский, Земля находится в поле огромной интенсивности влияния Солнца. Лучистая энергия Солнца является основным источником физических процессов в атмосфере, гидросфере и верхнем слое литосферы. Он предположил, что резкие колебания в количестве этой энергии должны отражаться на процессах развития органического мира.

Под солнечной активностью подразумевается совокупность явлений наблюдаемых на Солнце. Основными явлениями являются 11-летний солнечный цикл и образование солнечных пятен, а солнечными циклами называются периодические изменения в солнечной активности. Однако следует отметить, что деятельность Солнца только в среднем дает 11-летний период, индивидуально циклы могут иметь значительные отклонения, которые достигают иногда нескольких лет. Солнечные пятна — это темные образования, наблюдаемые в фотосфере Солнца. Максимумы и минимумы солнечной активности определяются по максимальному и минимальному количеству пятен на диске Солнца и характеризуются числами Вольфа (W), их подсчет ведется уже на протяжении 300 лет.

Впервые мысль о том, периодические явления на Солнце, повторяющиеся через 11-ти летний период, оказывают влияние на интенсивность размножения и темпы роста организмов на нашей планете были высказаны Чижевским еще в 1915 г., когда он обнаружил, что некоторые периоды усиления пятнообразования совпадали с обострением военных действий на фронтах первой мировой войны. Это послужило для него началом многолетних систематических исследований солнечно-биосферных связей, заложивших основы новой науки — гелиобиологии. В 1915 г. Чижевский поступил в Калужское отделение Московского археологического института и в 1917 г. защитил магистерскую диссертацию. По Чижевскому изменение солнечной активности вызывает то или иное отклонение жизненных функций от нормы, сказывается не только на долгопериодических колебаниях, но и на кратковременных, спорадических импульсах в жизнедеятельности любой биосистемы: «Мы констатируем факт, что величайшие революции, войны и прочие массовые движения, созидавшие системы государств, полагавшие начало поворотным пунктам истории и колебавшие жизнь человечества на территориях целых материков, стремятся совпадать с эпохой максимального напряжения солнцедетельности и развить наивысшую интенсивность в моменты

его наивысших напряжений» [2]. Изменением солнечной активности объясняются разного рода катастрофические события в жизни людей: нервные срывы, аномальные психические реакции, патологические всплески в социальном поведении и так далее. Мера этих отклонений индивидуальна, однако важно, что они происходят синхронно. В связи с этим Чижевский ввел понятие «психических эпидемий», периодичность которых он связывал с солнечной цикличностью. Он сделал обзор важнейших событий в истории человечества, охватывающих народные массы целых стран, и сопоставил их с солнечной активностью. Так оказалось, что с максимумами солнечной активности совпали: революция в Англии (1649), Великая французская революция (1788—1789), Июльская революция во Франции (1829—1830), революция в Европе (1848), восстание в Италии (1860), освобождение крестьян (1861), Парижская коммуна (1870—1871), первая революция в России (1905), Февральская и Октябрьская революция в России (1917). Подобных примеров, отмечает Чижевский, можно было бы привести много.

Результаты этих исследований вошли в его диссертацию на степень доктора всеобщей истории «Исследование периодичности всемирно-исторического процесса», которую он успешно защитил в 1918 г. в Московском государственном университете. Позднее, в 1924 г. эти результаты были опубликованы в книге «Физические факторы исторического процесса».

В 1918—1922 гг., имея докторскую степень и звание профессора Московского археологического института, Чижевский становится вольнослушателем физико-математического и медицинского факультетов Московского университета. С 1924 по 1931 гг. он работал в Практической лаборатории зоопсихологии Главнауки Наркомпроса. В это время его интересовала проблема взаимосвязи эпидемий и солнечной активности. Чижевский с помощью медико-статистических исследований установил синхронность долгопериодических (в среднем кратных 11-летнему циклу) колебаний вспышек и угасаний разного рода эпидемий колебаниям солнечной активности [3]. Однако он считал, что нельзя солнечную активность принимать за причину возникновения эпидемий. Она лишь способствует их более быстрому назреванию и интенсивности. Речь может идти, писал он, лишь о толчке со стороны внешних факторов, который, падая на подготовленный организм, приводит его к гибели. Время усиленной смертности определяется космическими возмущающими агентами, а число смертей — готовностью организма к восприятию внешнего влияния.

Чижевский рассматривал больной организм человека как систему, выведенную из состояния устойчивого равновесия. Для такой системы достаточно незначительного внешнего импульса, чтобы эта неустойчивость резко возросла вплоть до гибели организма. Таким импульсом могут быть резкие изменения физических свойств внешней среды, которые отражаются на сердечно-сосудистой, нервной деятельности человека, его психике и поведении.

Известный факт, что изменение толщины годичных колец древесины, колебания урожайности кормовых злаков и др. имеют 11-летний солнечный цикл, Чижевский объясняет тем, «... что Солнце помимо корпускул излучает из определенных участков своей материи (пятна, протуберанцы, факелы и др.) короткие электромагнитные волны» [1]. Это излучение приводит к колебаниям «земного электричества» и ионизации воздуха. Логическим следствием этих выводов стало изучение микроорганизмов как объекта гелиобиологических исследований, а также влияния ионизации воздуха на жизнедеятельность человека, животных и изменение активности роста растений. Вместе с казанским врачом-бактериологом С. Т. Вельховером он сделал открытие, что коринебактерии чутко реагируют на импульсы солнечных возмущений («коринебактериями именовали группу палочковидных микроорганизмов, имеющих один специфический морфологический признак — булабовидные вздутия на концах» [1]). При этом они выходят из состояния покоя в состояние активной жизни, причем, что особенно важно, это происходит с упреждением солнечных флуктуаций. Это открытие получило название «эффект Чижевского—Вельховера». В связи с этим Чижевский пишет в своей работе: «И разрешите пофантазировать: быть может; недалеко то время, когда астрофизические явления на Солнце мы будем предсказывать, изучая под микроскопом изменчивость микроорганизмов» [1].

В 30-е годы ученый предложил искусственно регулировать ионизацию воздуха в производственных и жилых помещениях с помощью специального прибора, известного под названием «Люстра Чижевского». Применение этого прибора давало положительный эффект при лечении заболеваний человека, а также приводило к увеличению привеса животных. За это изобретение Чижевскому была присуждена Сталинская премия. С 1931 г. он являлся директором Центральной лаборатории по ионификации и ему была создана широкая возможность организовать научно-исследовательскую работу по применению ионизации воздуха для повышения продуктивности

животноводства, исследованию воздействия солнечных факторов на технические системы (радиопомехи, радиационная обстановка и прочее).

В сентябре 1939 г. в Нью-Йорке состоялся I Международный конгресс по биологической физике и космической биологии, на котором Чижевский был избран Почетным президентом. Он был приглашен на конгресс, но в поездке за рубеж ему отказано. На конгрессе было принято решение об обращении к Нобелевскому комитету при Королевском Каролинском институте Шведской академии наук с предложением присудить Нобелевскую премию ученому из Советского Союза А. Чижевскому за фундаментальные труды о связи биосферы Земли с солнечной активностью. Обоснование данного предложения было следующее: «Тот факт, что жизнь биосферы Земли зависит от солнечных явлений, давно стал трюизмом. Но впервые профессор Чижевский показал степень этой зависимости и ее интимную глубину. В этом заключается его громадная заслуга. Он раскрыл механизмы, тщательно скрываемые природой, показав, что живая клетка является тончайшими избирательным резонатором для определенных корпускулярных и электромагнитных процессов внешней среды. Русскому ученому удалось обнаружить очень мощный фактор экзогенного происхождения, состоящий в резонансе с живыми клетками и с биосферой Земли вообще. Эти фундаментальные труды профессора Чижевского чреваты громадными практическими последствиями, значение которых для медицины в настоящее время трудно даже предвидеть. Чижевский олицетворяет для живущих в XX в. монументальную личность Леонардо да Винчи». Противников такого предложения не было, ученые всего мира знали и высоко ценили его открытия. Но под давлением властей Чижевский вынужден был отказаться от выдвижения кандидатом на Нобелевскую премию «по этическим причинам». Он так объясняет свою подпись под отказом: «Предо мной стояли творческие задачи, от которых мне не хотелось бы отрываться».

Творить Чижевскому не дали. За клеветой последовал арест. В 1942 г. Чижевский был репрессирован и заключен в лагеря в Свердловской области (Ивдельлаг) и в Казахстане (Карлаг, Степлаг). После освобождения в январе 1950 г. он был отправлен на поселение в г. Караганду (Казахстан), в июне 1954 г. освобожден от поселения, продолжая жить в Караганде. В Карлаге Чижевский встретился с Ниной Вадимовной Энгельгард, которая стала его женой. В 1958 г. он был реабилитирован и переехал в Москву. С 1958 по

1964 гг. Чижевский был научным консультантом, а с 1962 г. — руководителем лаборатории ионификации и кондиционирования воздуха при тресте «Союзтехника» Госплана СССР. Он скончался 10 декабря 1964 г. и был похоронен на Пятницком кладбище в Москве.

Долгое время имя Чижевского замалчивалось. Даже в словаре-справочнике А. Шукина «Знаменитые россияне» (Изд. Просвещение, 1996) Чижевского нет. Только в 2000 г. в Калуге был открыт научно-мемориальный и культурный центр А. Л. Чижевского. Он находится в доме по ул. Московская, 62, в котором Александр Леонидович жил и работал почти 15 лет. В 2010 г. после капитального ремонта и восстановления здания был открыт дом-музей ученого и создана новая экспозиция.

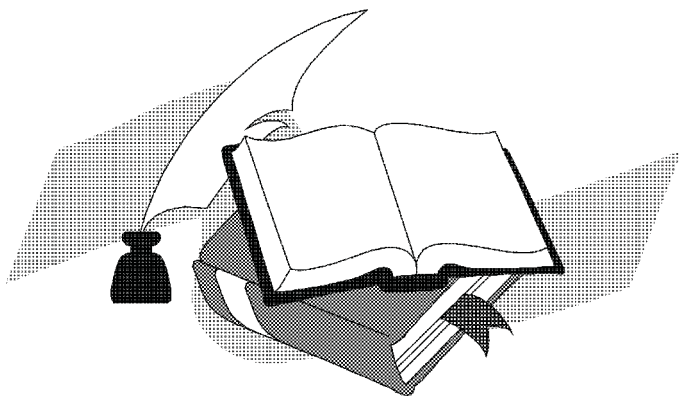
Многие мысли великого русского ученого А. Л. Чижевского о влиянии солнечной активности на процессы в биосфере Земли и прогнозировании негативных последствий для обитателей Земли, высказанные им в 20—30 гг. XX в., являются актуальными и настоящее время. По методике, предложенной Чижевским, продолжаются исследования связи солнечной активности с процессами на Земле в биосфере и социальной жизни, с крупными землетрясениями, изменением климата, вулканизмом и др. Так, например, с максимальными значениями чисел Вольфа W в XX в. совпали: 1917 — Февральская и Октябрьские революции в России; 1927 — раскулачивание; 1937 — пик массовых репрессий; 1947 — начало «холодной войны»; 1968 — Пражская весна; 1979 — война в Афганистане; 1989 — падение социализма в Польше, Чехословакии, Румынии, Венгрии, волнения в Тбилиси, Абхазии, Южной Осетии; 1991 — развал СССР.

Вице-президент Российской академии космонавтики Л. Голованов считает, что «подобно Копернику, поставившему Солнце в центр астрономического мироздания, он отвел солнечной активности центральное место в геобиологическом континууме».

Список литературы

1. *Чижевский А. Л.* Земное эхо солнечных бурь. — М.: Наука, 1976.
2. *Чижевский А. Л.* Физические факторы исторического процесса. — Калуга, 1924.
3. *Чижевский А. Л.* Эпидемиологические катастрофы и периодическая деятельность Солнца. — М., 1930.

Литературные страницы



Н. Д. Калинина

Призыв к астрономам

Доктора и член-корреспонденты!
Магистранты и профессора!
Наблюдатели и шустрые студенты!
К вам взываю, патриоты РА:

Изучайте преданно и страстно
Астрономию из всех наук!
Побеждайте косность, узость, «гласность»,
Объясняйте всем, чтоб не рубили сук,

От которого — основ основа —
Почковались и росли умы.
Да живет вовеки АСТРОСЛОВО!
Ну, и астрономы! То бишь, МЫ!

Приветствие ЗАШ-39

Ага! Все здесь! Не испугались
Ни кризиса, ни холодов,
Забросив все дела, примчались
На зону к нам!
Среди снегов

Глаза горят, и уши рдеют —
Все студии на подбор!
Тонзуры профессуры реют!
И главный — дядька Балтимор!

О други! Сердцем не скупитесь —
Научным пламенем горя,
Иль отдыхая, вы учитесь
У мэтров! Те живут не зря!!!

Студентам → Докторам ЗАШ

Д. З. Вибе, Э. Д. Кузнецову,
В. М. Липунову, Н. Г. Макаренко,
М. Е. Прохорову, Н. Н. Самусю,
О. К. Сильченко, А. А. Соловьеву,
Б. М. Шустову

Девять их было, взыскующих тайн от Вселенной,
Жаждающих след свой оставить в просторах небесных:
Дима и Миша, два Коли, и Саша — поэт дерзновенный,
Эдик, и Вова, и Боря, и Оленька с песней прелестной.

Сей уголок посетив, навсегда свои сердца разбили. . .
Стали физ-мат доктора, одолев все земные препоны.
Пусть не собрать черепков, и весенние воды уплыли, —
Профи маститыми став, они верность хранят Одеону!

ЗАШ-40, 31 января — 04 февраля 2011

Апофис

Детишки плачут, дяди и тети,
Смятением охвачен каждый офис.
— Вот, говорят, от судьбы не уйдете!
На нас надвигается грозный Апофис.

А что же астрономы? Смотрят куда?
Уткнулись в черные дыры с квазарами.
Не видите что ли — идет беда,
Кончайте вы со своими пульсарами!

Без паники, дяди, тише, дети!
Огромен космос, но нас — немало.
Не дайте поймать себя в цепкие сети
Сенсации, что прямо с неба упала.

В апреле двадцать девятого года
С Землей астероид встречу назначил.
Пройдет близко-близко в любую погоду.
Украсит он небо — где ж повод для плача?

— А дальше? Ведь он вернется, коварный!
Вернется, конечно, но что из того?
У нас есть способ — не только ударный —
На путь запасной направить его.

Спокойно пейте свой утренний кофе,
Ходите в школу, творите, пойте,
От нас не спрячется крошка-Апофис,
Следим за ним мы, не беспокойтесь!

Возможный припев:

Апофис, быстрой езды любитель!
Неужто врежешься в нашу обитель?

Список участников

ФИО	Организация	e-mail
Boley P. A.	MPIA	boley@mpia-hd.mpg.de
Green J. A.	ATNF CSIRO	James.Green@csiro.au
Henkel C.	MPIfR	chenkel@mpifr-bonn.mpg.de
Henning T.	MPIA	henning@mpia-hd.mpg.de
Johansson L. E.	OSO	leb@oso.chalmers.se
Menten K. M.	MPIfR	kmenten@mpifr-bonn.mpg.de
Winnberg A.	OSO	winnberg@chalmers.se
Zapata L.	MPIfR	lzapata@mpifr-bonn.mpg.de
Аввакумова Е. А.	УрГУ	Ekaterina.Avvakumova@usu.ru
Акимкин В. В.	ИНАСАН	akimkin@inasan.ru
Алакоз А. В.	АКЦ ФИАН	l.sha.rett@gmail.com
Алексеев С. О.	ГАИШ МГУ	alexeyev@sai.msu.ru
Алексеев Е. В.	РИ НАНУ	alekseev@rian.kharkov.ua
Алексеева С. А.	УрГУ	Sophy22@yandex.ru
Антипин С. В.	ГАИШ МГУ	antipin@sai.msu.ru
Артамонов А. С.	СПбГУ	aleksartamonov@gmail.com
Баяндина О. С.	АКЦ ФИАН	bayandix@mail.ru
Безбородов М. А.	ВолГУ	mabezborodov@rambler.ru
Беломестных С. С.	ГОУ УрГУ	Belomestnyh.Sergey@gmail.com
Белых М. А.	УрГУ	mizza007@mail.ru
Бирюков А. В.	ГАИШ	eman@sai.msu.ru
Бисноватый-Коган Г. С.	ИКИ РАН	gkogan@iki.rssi.ru
Бисярина А. П.	УрГУ	bisyarina_nastya@mail.ru
Блинов Д. А.	СПбГУ	dmitriy.blinov@gmail.com
Бобин С. Б.	УрГУ	Terenevan@rambler.ru
Бобкова В. И.	ДТДиМ	vera_bobkova2201@mail.ru
Бойко С. А.	МГУ	baykalser@mail.ru
Боковых А. А.	УрГУ	andrewbokovikov@gmail.com
Бордовицын В. А.	ТГУ	vabord@sibmail.com
Бордовицына Т. В.	ТГУ	astrodep@niipmm.tsu.ru
Боркова Т. В.	ЮФУ	borkova@ip.rsu.ru
Буданова Н. О.	ЮФУ	cva-zag@mail.ru
Будрин К. С.	УрГУ	kbudrin@yandex.ru
Бурданов А. Ю.	ГОУ УрГУ	artem.bourdanov@gmail.com
Вальтц И. Е.	АКЦ ФИАН	ivalts@asc.rssi.ru
Васильев Е. О.	НИИФ ЮФУ	eugstar@mail.ru
Васькина А. М.	УрГУ	Tatyana.Nikiforova@usu.ru

ФИО	Организация	e-mail
Веселков С. А.	СиБГАУ	Pulsar1963@yandex.ru
Вибе Д. З.	ИНАСАН	dwiebe@inasan.ru
Вибе Ю. З.	УрГУ	wjulia@mail.ru
Воронков М. А.	ATNF CSIRO	Maxim.Voronkov@csiro.au
Воцинников Н. В.	СПбГУ	nvv@astro.spbu.ru
Гламазда Д. В.	АО УрГУ	Dmitriy.Glamazda@usu.ru
Гомолко А. Н.	УрГУ	Antuano@mail.ru
Горда С. Ю.	АО УрГУ	Stanislav.Gorda@usu.ru
Гусева А. В.	ДТДиМ	gusewa.nura2011@yandex.ru
Данилов В. М.	АО УрГУ	Vladimir.Danilov@usu.ru
Добровлянская О. А.	УрГУ	dobrovlyanskaya@mail.ru
Дорогов А. А.	УрГУ	al_himik@olympus.ru
Дремов В. В.	РФЯЦ-ВНИИТФ	V.V.Dryomov@Vniitf.ru
Дремова Г. Н.	РФЯЦ-ВНИИТФ	G.N.Dryomova@mail.ru
Дудоров А. Е.	ЧелГУ	dudorov@csu.ru
Дядина П. И.	ГАИШ МГУ	guldur@inbox.ru
Емельяненко О. В.	ГОУ УрГУ	oleg-emelyanenko@yandex.ru
Еремин М. А.	ВолГУ	ereminmikhail@gmail.com
Еретнова О. В.	ЧелГУ	eretnova@csu.ru
Есипов В. Ф.	ГАИШ МГУ	gmr@sai.msu.ru
Железнов Н. Б.	ИПА РАН	znb@ipa.nw.ru
Жукова Е. В.	ВолГУ	zhu4ok88@mail.ru
Заложных И. С.	ГОУ УрГУ	ivan.zalozhnih@gmail.ru
Занкович А. М.	ВолГУ	zed81@list.ru
Захаренко В. В.	РИ НАНУ	zaharenko@rian.kharkov.ua
Захаров А. И.	ГАИШ	zakh@sai.msu.ru
Захарова П. Е.	АО УрГУ	Polina.Zakharova@usu.ru
Зинченко И. И.	ИПФ РАН	zin@appl.sci-nnov.ru
Злобина Н. Ю.	УрГУ	stilla2005@rambler.ru
Игошев А. П.	СПбГУ	igoshev-andrei@rambler.ru
Исакова П. Б.	ЧелГУ	isakovapb@list.ru
Кабанов А. А.	ИНАСАН	artkabanov@inasan.ru
Казанцев М. Б.	ЧелГУ	kazant@csu.ru
Кайзер Г. Т.	УрГУ	Galina.Kajzer@usu.ru
Каленский С. В.	ФИ РАН	kalensky@asc.rssi.ru
Калинин А. А.	АО УрГУ	kaaurgu@rambler.ru
Калинина Н. Д.	АО УрГУ	Nataliya.Kalinina@usu.ru
Карраро Д. -.	ЕЮО	gcarraro@eso.org
Карукес Е. В.	ЮФУ	kkarukes@mail.ru
Кауц В. Л.	АКЦ ФИАН	kauts@asc.rssi.ru

ФИО	Организация	e-mail
Кирсанова М. С.	ИНАСАН	kirsanova@inasan.ru
Кичигина Л. А.	К(П)ФУ	kichiginallya@gmail.com
Клепнев А. С.	ИКИ	klepnev.alexander@gmail.com
Коваленко И. Г.	ВолГУ	igk@mail333.com
Коваль В. В.	НИИф при ЮФУ	koval@ip.rsu.ru
Кожевников В. П.	УрГУ	valerij.kozhevnikov@usu.ru
Колбин А. И.	КФУ	kolbinalexander@mail.ru
Коляда Л. П.		lolafoto@gmail.com
Коноваленко А. А.	РИ НАНУ	konovalenko@rian.kharkov.ua
Кононов Д. А.	ИНАСАН	kononov.dmitry@gmail.com
Королёв В. В.	ВолГУ	vitokorolev@pochta.ru
Корчагин В. И.	ЮФУ	vkorchagin@sfedu.ru
Крушинский В. В.	АО УрГУ	krussh@gmail.com
Кузнецов Э. Д.	УрГУ	Eduard.Kuznetsov@usu.ru
Кузнецова Е. В.	ТГУ	kuzina@sibmail.com
Куприянов В. В.	ГАО РАН	V.K@BK.ru
Ладейщиков Д. А.	УрГУ	helioz@mail.ru
Лапинов А. В.	ИПФ РАН	lapinov@appl.sci-nnov.ru
Лапухин Е. Г.	СибГАУ	slovoktk@mail.ru
Ларионов Г. М.	АКЦ ФИАН	glogorii99@mail.ru
Лебедев Н. Г.	ВолГУ	nikolay.lebedev@volsu.ru
Лебедев Д. Н.	ВолГУ	lebedev.astro@mail.ru
Левитская Т. И.	УрГУ	Tatyana.Levitskaya@usu.ru
Литовченко И. Д.	АКЦ ФИАН	grosh@asc.rssi.ru
Любимов В. Н.	ВолГУ	llook@ya.ru
Лямова Г. В.	АО УрГУ	GVLYAMOVA@yandex.ru
Майкова Г. В.	УрГУ	igrunka_m_v@mail.ru
Макаренко Н. Г.	ГАО РАН	ng-makar@mail.ru
Малков О. Ю.	ИНАСАН	malkov@inasan.ru
Марсаков В. А.	ЮФУ	marsakov@sfedu.ru
Мартынова А. И.	СПбГЛТА	vor@astro.spbu.ru
Мартюшев Л. М.	УрФУ	mlm@ecko.uran.ru
Мингалиев М. Г.	САО РАН	marat@sao.ru
Миронов А. В.	ГАИШ	almir@sai.msu.ru
Митрофанова А. А.	КПФУ	arishka670a@mail.ru
Мишуров Ю. Н.	ЮФУ	mishurov@aaanet.ru
Моисеев А. В.	САО РАН	moisav@gmail.com
Морозова Д. А.	СПбГУ	comitcont@gmail.com
Мулькаманов Г. Д.	КФУ	mulkamanov@mail.ru
Муха Д. В.	РИ НАНУ	muha_d_v@ukr.net

ФИО	Организация	e-mail
Набатов А. С.	РИ НАНУ	nabatov@rian.kharkov.ua
Никифорова Т. П.	УрГУ	Tatyana.Nikiforova@usu.ru
Николаев Ф. Н.	ГАИШ	vorch@list.ru
Новоженкина О. С.	ЮУрГУ	shayapin@mail.ru
Овод Д. В.	СПбГУ	diana.ovod@gmail.com
Оганесян Г. А.	ЮФУ	gorsoft@yandex.ru
Орлов В. В.	СПбГУ	vor@astro.spbu.ru
Островский А. Б.	УрГУ	Andrei.Ostrovskii@usu.ru
Павлюченков Я. Н.	ИНАСАН	pavyar@inasan.ru
Панфилов В. Е.	ТГУ	panfilov_val@mail.ru
Панчук В. Е.	САО РАН	panchuk@sao.ru
Парфёнов С. Ю.	УрГУ	grey1105@yandex.ru
Перминов А. С.	УрГУ	perminov12@yandex.ru
Полторакин В. А.	УрГУ	myemail_lol@mail.ru
Пономарева А. А.	ЮФУ	Ponomarevaaa@mail.ru
Попов А. А.	АО УрГУ	apopov66@gmail.com
Попова М. Э.	АО УрГУ	Maria.Popova@usu.ru
Прохоров М. Е.	ГАИШ	mike.prokhorov@gmail.com
Пуанова А. Ф.	УрГУ	PunanovaAnna@gmail.com
Путков С. И.	ГОУ УрГУ	Putkov_S@mail.ru
Ранну К. А.	ГАИШ МГУ	rannu@xray.sai.msu.ru
Ромашин Г. С.	УрГУ	Georgij Romashin@usu.ru
Ронжина А. А.	УрГУ	virgo797@gmail.com
Рыбак А. Л.	ГАО РАН	solarfish@alexeyryback.ru
Салий С. В.	АО УрГУ	Svetlana.Salii@usu.ru
Самусь Н. Н.	ИНАСАН	samus@sai.msu.ru
Сафутдинов Е. Р.	ГАИШ МГУ	YegorSaf@mail.ru
Свечников М. А.	УрГУ	G.N.Dryomova@mail.ru
Седова М. С.	СыктГУ	1937@yandex.ru
Селезнев А. Ф.	АО УрГУ	Anton.Seleznev@usu.ru
Сильченко О. К.	ГАИШ МГУ	olga@sai.msu.su
Сипатов Д. И.	ЧелГУ	sipatovdi@gmail.com
Ситнова Т. М.	ГАИШ	sitamih@gmail.com
Скрипниченко П. В.	УрГУ	savl-silverheart@rambler.ru
Смирнова К. И.	УрГУ	Arashu@rambler.ru
Соболев А. М.	УрГУ	Andrej.Sobolev@usu.ru
Соболев А. А.	УрГУ	fortrest@bk.ru
Соловьев А. А.	ГАО РАН	solov@gao.spb.ru
Степанова К. В.	СПбГУ	kristina.legionarius@gmail.com
Ступникова М. Г.	УрГУ	SMarishka00@mail.ru

ФИО	Организация	e-mail
Судов Л. Н.	СПбГУ	l_sudov@mail.ru
Томилова И. В.	ТГУ	irisha_tom@mail.ru
Трещев М. А.	УрГУ	treschev.misha@gmail.com
Троицкий И. С.	СПбГУ	dernord@gmail.com
Трофимова Е. А.	ИПФ РАН	mad-klava@yandex.ru
Трунковский Е. М.	ГАИШ МГУ	tem@sai.msu.ru
Тучин М. С.	ГАИШ	wizard81@mail.ru
Уханева А. В.	ГОУ УрГУ	uhaneva@gmail.com
Фирсов К. М.	ВолГУ	fkm.tomsk@mail.ru
Хайбрахманов С. А.	ЧелГУ	khaibrakhmanovsa@gmail.com
Холшевников К. В.	АИ СПбГУ	kvk@astro.spbu.ru
Хоперсков С. А.	ВолГУ	shoperskov@gmail.com
Храмцова М. С.	ИНАСАН	khramtsova@inasan.ru
Хрыкин И. С.	ЮФУ	i.khrykin@gmail.com
Хусанова Я. И.	УрГУ	elephunka-bep@inbox.ru
Цивилев А. П.	ПРАО ФИАН	tsivilev@prao.ru
Цыремпилова Н. С.	ТГУ	Hadizha@mail2000.ru
Черникова В. Н.	ВолГУ	phiz.fak@mail.ru
Чечель В. И.	ЮФУ	vladimir-chechel@rambler.ru
Чулков Д. А.	ГАИШ	chulkovd@gmail.com
Чурюмов К. И.	КНУШ	klivch@mail.ru
Шагабутдинов А. И.	УрГУ	Shgb-alik@yandex.ru
Шагабутдинов А. А.	УрГУ	shag-andrey@yandex.ru
Шайдулин В. Ш.	СПбГУ	shvak@yandex.ru
Шاپовалов М. В.	ЮФУ	cva-zag@mail.ru
Шаяпин Е. В.	УрФУ	shayapin@mail.ru
Шпекин М. И.	КФУ	msh@ksu.ru
Шумков В. П.	ДТДиМ	vlad61shumkov@mail.ru
Шустов Б. М.	ИНАСАН	bshustov@inasan.ru
Щекинов Ю. А.	ЮФУ	yus@sfedu.ru
Юшкин М. В.	САО РАН	maks@sao.ru
Юшков И. А.	УрГУ	wave_hos@mail.ru
Яковлев И. С.	СПбГУ	igors.box@mail.ru
Якопов М. В.	САО РАН	mike@sao.ru
Янкелевич В. А.	ЮФУ	vik-yank@yandex.ru
Яранцева Е. С.	УрГУ	kate_yrantseva@mail.ru

Содержание

Программа конференции	5
Материалы конференции	21
ОБЗОРНЫЕ ЛЕКЦИИ	23
Алексеев С. О. Современные расширения общей теории относительности	23
Бордовицын В. А. Построение и идентификация профилей излучения пульсаров	38
Бордовицына Т. В. Космический мусор. Исследование орбитальной динамики	52
Вибе Д. З. Звездообразование в галактическом масштабе	68
Вошинников Н. В. Космическая обсерватория Herschel: первый год работы	81
Гламазда Д. В. Квантовая теория полей движения	95
Горда С. Ю., Захарова П. Е., Крушинский В. В., Кузнецов Э. Д. 1.2-м альт-азимутальный телескоп Коуровской обсерватории	110
Зинченко И. И. Инфракрасные темные облака	113
Малков О. Ю. Двойные звезды — источник данных и помех в звездной астрономии	122
Орлов В. В., Мулькаманов Г. Д. Динамика кометных облаков	129
Панчук В. Е., Юшкин М. В., Якопов М. В. Спектрографы высокого разрешения с оптоволоконным входом	144
Прохоров М. Е., Захаров А. И. Ориентация и навигация в космосе — новые методы и перспективы	170
Самусь Н. Н., Антипин С. В. Коллекции астрофотографий и открытия переменных звезд	196
Сильченко О. К. Происхождение морфологических типов галактик	206
Соловьев А. А. Диссипативный коллапс магнитной сферы во внешнем потенциальном поле: формирование джетов, ускорение частиц	222
Трунковский Е. М. О научном и практическом значении наблюдений покрытий звезд астероидами	224
Холшевников К. В., Шайдулин В. Ш. О точности оценок Холшевникова—Антонова общего члена ряда Лапласа	229
Щустов В. М. Первые звезды	241
ТЕЗИСЫ СТУДЕНЧЕСКИХ ДОКЛАДОВ	259
Артамонов А. С. Распределение момента импульса внесолнечных планетных систем	259
Безбородов М. А. Исследование пространственных вариаций пыли в спиральном рукаве: численная модель	260

Бисярина А. П., Соболев А. М., Горда С. Ю. Исследование звезды LkH α 234 по спектру с высоким разрешением	261
Бурданов А. Ю. Астрометрические наблюдения на телескопе МАСТЕР-II-Урал	262
Игошев А. П. Популяционный синтез одиночных нейтронных звезд с учетом эволюции их магнитного поля	263
Исакова П. Б. Сжатие магнитных вращающихся протозвездных облаков с учетом собственного излучения пыли	264
Карукес Е. В., Мишуров Ю. Н. Возможность обнаружения близких родственников Солнца в диске Галактики	265
Кичигина Л. А. Химический состав и магнитные свойства химически пекулярной звезды HD 178892	266
Колбин А. И. Анализ температурной структуры поверхности запятенных звезд	267
Лапухин Е. Г., Веселков С. А. Поиск переменных звезд по наблюдениям в городских условиях Красноярска	268
Любимов В. Н. Численная модель химической и тепловой эволюции межзвездной среды	269
Митрофанова А. А. Ревизия параметров RE 2013+400	270
Оганесян Г. А. О причинах зависимости пиковой светимости оптических послесвечений гамма-всплесков от красного смещения	271
Панфилов В. Е. Соотношение между временами TDB и TDT, полученное численным интегрированием	272
Парфёнов С. Ю., Соболев А. М. Определение параметров центральной звезды области ионизованного водорода S235	273
Перминов А. С. Исследование резонансной структуры области движения искусственных спутников Земли при больших значениях парусности для резонанса 1:2	274
Пономарева А. А., Мишуров Ю. Н. Крупномасштабное распределение межзвездной пыли в газовом диске Галактики	275
Сафутдинов Е. Р. Анализ динамических спектров радиопульсаров	276
Ситнова Т. М. Определение содержания химических элементов от Sr до Pb у звезды гало HD 29907	277
Скрипниченко П. В. Позиционные наблюдения объектов, сближающихся с Землей, на телескопе СБГ Коуровской обсерватории	278
Томилова И. В. Вековые резонансы в орбитальной эволюции объектов зоны МЕО	279
Хоперсков С. А. Формирование облаков H ₂ в Галактике	280
Хрыкин И. С., Корчагин В. И. 2D численное гидродинамическое моделирование спиральной структуры галактических дисков	281

Цыремпилова Н. С. Итерационные методы определения орбит в обратных задачах спутниковой динамики	282
Черникова В. Н., Лебедев Н. Г. Квантово-химическое исследование разрушения силикатной пылевой частицы межзвездной среды	283
Чечель В. И. Трехмерная модель тепловых неустойчивостей в межзвездной среде	284
Чулков Д. А. Функция звездообразования и наблюдаемое распределение двойных звезд по большим полуосям орбит	285
Яковлев И. С. Моделирование межзвездного поглощения и поляризации	286
ТЕЗИСЫ КРАТКИХ СООБЩЕНИЙ	
Boley Р. А. Численное моделирование массивного молодого звездного объекта AFGL 4176 при помощи интерферометрических наблюдений на VLTI/MIDI	287
Акимкин В. В., Павлюченков Я. Н., Вибе Д. З. Моделирование физико-химической структуры протопланетных дисков	288
Блинов Д. А. Исследование структуры джетов блазаров по результатам оптического мониторинга	289
Буданова Н. О., Боркова Т. В., Шаповалов М. В., Коваль В. В., Марсаков В. А. Химический состав звезд с точными параллаксами. Элементы s и r-процесса	290
Данилов В. М., Путков С. И. Динамические параметры рассеянных звездных скоплений	291
Дремов В. В., Дремова Г. Н. Метод <i>N-body</i> моделирования в физике	292
Дремова Г. Н., Свечников М. А. Об эволюционной значимости приливных эффектов в ТДС	293
Еремин М. А., Васильев Е. О., Любимов В. Н. Численное моделирование химико-динамического взаимодействия ударных волн с межзвездными облаками	294
Занкович А. М., Коваленко И. Г., Королёв В. В. Устойчивость остатка сверхновой на седовской стадии	295
Кабанов А. А., Шустов Б. М. Влияние звезд популяции III на раннюю эволюцию дисковых галактик	296
Кауц В. Л. Атом позитрония в астрофизических условиях	297
Клепнев А. С., Бисноватый-Коган Г. С. Аккреция на вращающиеся черные дыры	298
Кононов Д. А. Структура течения в предвыпышечном аккреционном диске тесной двойной системы SS Cygni	299
Королёв В. В. Динамика остатков сверхновых в многофазной межзвездной среде	300
Лебедев Н. Г. Модель формирования молекулярного водорода на силикатных пылинках МЗС	301

Литовченко И. Д., Алакоз А. В., Баяндина О. С., Вальтц И. Е., Ларионов Г. М., Муха Д. В., Набатов А. С., Коноваленко А. А., Захаренко В. В., Алексеев Е. В.	
Обзор метанольных мазеров I класса в линии спутника OH (1720 МГц) на 70-м радиотелескопе НАНУ (Украина)	302
Овод Д. В. Оценка времени релаксации в звездных системах . .	303
Ранну К. А. Внутренняя структура черной дыры Гаусса—Бонне	304
Степанова К. В. Теоретические и наблюдаемые кривые вращения дисковых галактик. Влияние эффекта проекции	305
Судов Л. Н. Отображение Кеплера для высших порядков возмущения в ограниченной задаче трех тел	306
Трофимова Е. А., Лапинов А. В. Определение физических условий в областях звездообразования по спектральным линиям молекул	307
Храмцова М. С. Исследование систем, поглощающих в линиях MgII, на красном смещении $z \sim 0.4$	308
Шаповалов М. В., Боркова Т. В., Буданова Н. О., Коваль В. В., Марсаков В. А. Химический состав звезд с точными параллаксами. Элементы железного пика	309
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ	310
Алексеева С. А., Соболев А. М., Горда С. Ю., Юшкин М. В. Спектральные исследования двойной звезды HD 37737310	
Аввакумова Е. А. Исследование фотометрического проявления газовых потоков в тесных массивных двойных системах ранних спектральных классов	311
Беломестных С. С., Емельяненко О. В., Левитская Т. И. Разработка измерительного устройства механических колебаний для мониторинга деформационного состояния инженерных сооружений	312
Бобкова В. И. К вопросу о солнечной активности	313
Горда С. Ю., Соболев А. М. Новая переменная с полным затмением	314
Гусева А. В. Система Мастер или охота за сверхновыми звездами	315
Захарова П. Е., Гламазда Д. В., Кузнецов Э. Д., Шагабудинов А. И. Результаты наблюдений высокоорбитальных космических объектов на телескопе СБГ Коуровской астрономической обсерватории в 2010 году	316
Кайзер Г. Т., Кузнецов Э. Д., Куприянов В. В., Вибе Ю. З., Гламазда Д. В. Позиционные наблюдения геосинхронных спутников для исследования эволюции их орбит . .	317
Калинин А. А. Отношение интенсивностей линий водорода и кальция в спектрах солнечных протуберанцев	318

Коваль В. В., Марсаков В. А., Боркова Т. В., Шаповалов М. В. Влияние радиальной миграции на зависимость «возраст—металличность» в тонком диске Галактики	319
Кожевников В. П. Обнаружение орбитальной переменности и сверхгорбов в катаклизмической переменной V378 Peg . . .	320
Крушинский В. В., Аввакумова Е. А., Заложных И. С., Попов А. А. Исследование затменной переменной звезды NOMAD-1 1127-0027360	321
Лямова Г. В. К вопросу о вращении солнечных пятен	322
Мартынова А. И. Особенности движений в окрестности периодической S-орбиты в общей задаче трех тел	323
Мартюшев Л. М., Шаяпин Е. В. Расчет ряда теплофизических параметров для рассеянных звездных скоплений (Pleiades, Praesepe)	324
Морозова Д. А., Троицкий И. С. Исследование блазаров с сильным гамма-излучением в различных диапазонах длин волн	325
Никифорова Т. П., Васькина А. М. Горячие петли на восходящих ветвях 23 и 24 циклов солнечной активности	326
Пуланова А. Ф. Фотометрия рассеянного скопления NGC 7142	327
Ромашин Г. С. Возникновение резонанса 1:1	328
Рыбак А. Л. «Проблема Ливингстона» и длительные изменения средних физических характеристик солнечных пятен	329
Селезнев А. Ф., Carraro G. ПЗС фотометрия и исследование структуры четырех рассеянных скоплений	330
Смирнова К. И., Моисеев А. В. Новые кандидаты в галактики с полярными кольцами	331
Уханева А. В. Построение рельефа местности: современный подход к автоматизации процесса	332
Хайбрахманов С. А., Дудоров А. Е. Влияние локальных источников ионизации на структуру «мертвых зон» в аккреционных дисках молодых звезд	333
Семинар «Перенос излучения и спектры объектов межзвездной среды»	335
ПРОГРАММА СЕМИНАРА «ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ И СПЕКТРЫ ОБЪЕКТОВ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ»	338
Информация о семинаре «Перенос излучения и спектры объектов межзвездной среды»	341
ОБЗОРНЫЕ ЛЕКЦИИ СЕМИНАРА	343
Вошинников Н. В. Межзвездная пыль: наблюдения, интерпретация, проблемы	343

Павлюченков Я. Н., Жилкин А. Г. Моделирование тепловой структуры при гидродинамических расчетах эволюции протозвездного облака	344
Соболев А. М. Перенос излучения молекул в межзвездных облаках для чайников и профессионалов: случай радиолиний молекул	346
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ СЕМИНАРА	348
Boley P. A. Физические процессы в областях ионизованного водорода: Теория и практика	348
Алакоз А. В., Каленский С. В., Johansson L. E., Winnberg A. Оценка параметров молекулярных облаков методом вращательных диаграмм	349
Васильев Е. О. Химико-динамические коды в действии: влияние ионизирующего излучения на свойства астрофизической плазмы	350
Жукова Е. В., Коваленко И. Г. Модель оптически плотного конвективно-неустойчивого облака	350
Клементьев И. П., Салий С. В. On-line версия процедуры оценки физических параметров областей звездообразования по квазитепловым линиям метанола	351
Ладейщиков Д. А., Соболев А. М., Островский А. Б. Использование Интернет-технологий для оперативного доступа к астрономической информации	352
Парфёнов С. Ю. Расчет физических условий в областях НII с помощью программного кода Cloudy	355
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ СЕМИНАРА	356
Калинина Н. Д., Соболев А. М. Оценки физических условий в молекулярном ядре W3(OH)	356
Кирсанова М. С., Вибе Д. З., Соболев А. М., Henkel C., Цивилев А. П. Физические параметры газа и пыли в областях звездообразования S235 и S235AB	357
Островский А. Б., Соболев А. М., Воронков М. А. Моделирование мазеров метанола в G331.132–0.24	358
Павлюченков Я. Н., Вибе Д. З. Спектральная диагностика протозвездных облаков в ИК диапазоне	359
Парфёнов С. Ю., Соболев А. М., Кирсанова М. С., Boley P. A. Определение электронной температуры в зоне OII области НII по линиям оптического диапазона	360
Соболев А. М., Воронков М. А., Green J. A., Zapata L., Menten K. M., Henning T. Метанольный мазер в кольце вокруг молодой двойной звезды	361

Из истории науки	363
Железнов Н. Б. История открытия первых астероидов	365

Левитская Т. И. Александр Чижевский о роли Солнца в жизни человечества	374
Литературные страницы	381
Калинина Н. Д.	383
Холщевников К. В. Апофис	385
Список участников	386

Для заметок

Для заметок

Научное издание

Физика Космоса

Труды 40-й Международной
студенческой научной конференции
Екатеринбург, Россия,
31 февраля — 4 февраля 2011 г.

Труды конференции не редактировались
Оригинал-макет — Э. Д. Кузнецов, А. Б. Островский, С. В. Салий

Подписано в печать 20.01.11. Формат 60 × 84 1/16.
Бумага для множительных аппаратов. Гарнитура Times.
Уч.-изд. л. 25,5. Усл. печ. л. 23,2
Тираж 200 экз. Заказ .

Издательство Уральского университета
620000, Екатеринбург, пр. Ленина, 51.
Отпечатано в ИПЦ «Издательство УрГУ»
620000, Екатеринбург, ул. Тургенева, 4.
Тел. (343)350-56-64.

ISBN 978–5–7996–0578–0

